UNTERSUCHUNGEN ZUM HOCHFREQUENTEN STARK-EFFEKT ALS DIAGNOSTIK-METHODE IN DER PLASMAPHYSIK

DISSERTATION
zur
Erlangung des Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften
der
Abteilung für Physik
und Astronomie
an der Ruhr-Universität Bochum

von

Norbert Wiegart

aus

Bochum

1982

Bochum 1981

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41547222_0033

UNTERSUCHUNGEN ZUM HOCHFREQUENTEN STARK-EFFEKT ALS DIAGNOSTIK-METHODE IN DER PLASMAPHYSIK

DISSERTATION
zur
Erlangung des Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften
der
Abteilung für Physik
und Astronomie
an der Ruhr-Universität Bochum

von

Norbert Wiegart

aus

Bochum

Bochum 1981

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

Dissertation eingereicht am: 21. Dezember 1981
Tag der mündlichen Prüfung: 3. Februar 1982
Referent: Prof. Dr. Kunze
Korreferent: Prof. Dr. Schlüter

Inhalt

1.	Einleitung	1
2.	Theorien zum HF-Starkeffekt im Plasma	3
2.1	Grundlegende Ansätze	3
2.1.1	Zeitabhängige Störungsrechnung	3
2.1.2	Berechnung von Linienprofilen	5
2.1.3	Grundlegende Rechnung für das Wasserstoffatom	6
2.1.4	Grundlegende Rechnung für nicht-entartete Atome	8
2.2	Theorien mit größerem Gültigkeits-bereich	11
2.2.1	Rechnung für hohe Feldstärken	11
2.2.2	Berücksichtigung von Teilchenfeldern und nieder- und hochfrequenten Wellen-feldern mit breitem Frequenzspektrum	21
3.	Anwendung des HF-Starkeffekts an einer linearen Entladung	30
3.1	Auslegung des Experiments	30
3.2	Messungen und Interpretation	33
3.2.1	Untersuchungen zur Plasmadynamik	33
3.2.2	Messung von Linienprofilen	43
3.2.2.1	Vergleich von Detektoren	43
3.2.2.2	Interpretation der Profilmessungen	51
4.	Die Bedeutung von Molekülllinien für Messungen zum HF-Starkeffekt	62
5.	Vorstellung eines verbesserten diagnostischen Verfahrens	66
5.1	Die Vorteile der Resonanzfluoreszenz-spektroskopie in bezug auf Satelliten-messungen	66
5.2	Modellexperiment an einem laser-angeregten Lithiumstrahl	68

6. Zusammenfassung 72
7. Anhang 75
8. Literaturverzeichnis 81

1. Einleitung

Seit der ersten experimentellen Bestätigung der von Baranger und Mozer (1961) vorhergesagten Satelliten zu verbotenen Heliumlinien durch Kunze und Griem (1968) ist der HF-Starkeffekt in zahlreichen Experimenten mit Erfolg zur Messung von Frequenzen und Feldstärken hochfrequenter Felder herangezogen worden (Griem (1974) gibt einige der wichtigsten Ergebnisse an.).

Die Möglichkeit, wesentliche Informationen über turbulente Plasmazustände ohne Störung des Plasmas zu gewinnen, macht diesen Effekt zu einem wertvollen Hilfsmittel der Plasmadiagnostik. Seine Anwendung ist allerdings mit gewissen Schwierigkeiten verbunden, die teils theoretischer, teils experimenteller Natur sind. Während bei etlichen Profilmessungen die Übereinstimmung mit anderen experimentellen Befunden oder theoretischen Erwartungen hervorragend war (z.B. Davis (1972) oder Cooper und Hess (1970)), fanden viele Experimentatoren auch "Satelliten" unter Bedingungen, die Turbulenz praktisch ausschließen (z.B. in Afterglow-Plasmen) oder die zumindest die Höhe der angeblich gemessenen Feldstärke nicht erklären können. Als Beispiele wären hier die Arbeiten von Ramette und Drawin (1976), Sanchez und Bengtson (1977) sowie Ben-Yosef und Rubin (1971) zu nennen. Die Folge dieser Entwicklung war, daß häufig der Nutzen der Methode insgesamt in Zweifel gezogen wurde.

Das Ziel dieser Arbeit war es daher, im Unterschied zu den übrigen Experimenten, bei denen der HF-Starkeffekt nur als Hilfsmittel benutzt wurde, eine Untersuchung durchzuführen, bei der die Diagnostikmethode im Vordergrund steht, wobei Aspekte wie Eignung verschiedener Meßverfahren, Interpretation der Spektren unter Einbeziehung verschiedener Theorien und Absicherung der

Ergebnisse durch das Ausschließen konkurrierender Prozesse besondere Berücksichtigung finden. Ein neuer Gesichtspunkt ergab sich durch eine Veröffentlichung von Drawin und Ramette (1978), in der die Autoren ihre "Satelliten" aus älteren Messungen als Molekküllinien neu interpretieren. Die ursprüngliche Zielsetzung wurde deshalb dahingehend erweitert, daß auch der Einfluß von Molekküllinien untersucht wurde.

Angesichts der Tatsache, daß noch keine umfassende Theorie für Linienprofile unter dem Einfluß hochfrequenter Felder im Plasma existiert, wurde der Darstellung der theoretischen Grundlagen breiterer Raum gegeben als in einer experimentalphysikalischen Arbeit sonst üblich. Im experimentellen Teil wird über Messungen an einer linearen Entladung berichtet, die eine typische Anwendung des HF-Starkeffekts in einem turbulenten Plasma demonstrieren, über eine experimentelle Untersuchung zum Einfluß von Molekküllinien bei Profilmessungen sowie über ein Modellexperiment zu einem verbesserten Meßverfahren, das sich auch zum Einsatz an großen Fusionsmaschinen eignet.

2. Theorien zum HF-Starkeffekt im Plasma

Eine befriedigende Theorie zum HF-Starkeffekt im Plasma muß nicht nur die durch kollektive Effekte hervorgerufenen schnell zeitveränderlichen Felder berücksichtigen, sondern auch den Einfluß der bewegten Elektronen, Ionen und Neutralteilchen mit einbeziehen. Als weitere Schwierigkeit kommt hinzu, daß die hochfrequenten elektrischen Felder ein breites Freqenz- und Amplitudenspektrum haben können und unter Umständen stochastischen Phasenänderungen unterworfen sind. Es ist daher nicht erstaunlich, daß die theoretische Entwicklung auf diesem Gebiet noch keineswegs als abgeschlossen angesehen werden kann.

Die folgende Zusammenstellung von Theorien zusammen mit eigenen Rechnungen soll einen Überblick über den gegenwärtigen Stand des theoretischen Verständnisses der in turbulenten Plasmen gemessenen Spektren geben. Obwohl in der vorliegenden Arbeit nur der Effekt zeitveränderlicher Felder auf nicht (in Bezug auf die Bahndrehimpulsquantenzahl l) entartete atomare Niveaus experimentell untersucht wurde, werden auch Arbeiten für Wasserstoff behandelt, da die theoretischen Entwicklungen sich gegenseitig beeinflußt haben und da insbesondere die neueren Theorien nicht streng getrennt werden können.

2.1 Grundlegende Ansätze

2.1.1 Zeitabhängige Störungsrechnung

Die einfacheren Theorien kommen mit einer zeitabhängigen Störungsrechnung aus, bei der der Hamiltonoperator folgendermaßen aufgespalten wird:

$$H = H_0 + V(t) \text{ mit } V(t) = \vec{d}\cdot\vec{E}(t) = -e\vec{r}\cdot\vec{E}(t) \quad (2.1)$$

Die Zeitabhängigkeit von Operatoren O und Wellenfunktionen $|\phi>$ wird zweckmäßigerweise im Wechselwirkungsbild beschrieben:

$$O' = U_0^+ O\, U_0 \text{ mit } U_0 = \exp\{-\frac{i}{\hbar} H_0 t\}$$
$$|\phi'> = U_I|\phi> \text{ mit } U_I = \exp\{\frac{i}{\hbar} H_0 t\}\exp\{-\frac{i}{\hbar} H\, t\} \quad (2.2)$$

Der Zeitentwicklungsoperator U_I, der den Einfluß der Störung beschreibt, gehorcht der Differentialgleichung:

$$\frac{dU_I}{dt} = -\frac{i}{\hbar} V'(t)\, U_I \quad (2.3)$$

Eine Iterationslösung der zugehörigen Integralgleichung

$$U_I = 1 - \frac{i}{\hbar}\int_0^t V'(t')\, U_I(t')\, dt' \quad (2.4)$$

liefert die Dyson-Entwicklung, die bei Berücksichtigung von Termen bis zur zweiten Ordnung in V' folgende Näherung für U_I gibt:

$$U_I \approx 1 - \frac{i}{\hbar}\int_0^t V'(t')dt' - \frac{1}{\hbar^2}\int_0^t V'(t')\int_0^{t'} V'(t'')dt''dt' \quad (2.5)$$

Daß (2.3) im allgemeinen nicht in geschlossener Form gelöst werden kann, hat seinen Grund darin, daß V'(t') und V'(t'') normalerweise nicht vertauschbar sind. In der Dyson-Entwicklung haben die Operatoren die richtige Zeitordnung, d.h. in Produkttermen stehen Operatoren, die früheren Zeitpunkten zugeordnet sind, rechts von Operatoren, die zu späteren Zeitpunkten gehören.

2.1.2 Berechnung von Linienprofilen

Das Linienprofil erhält man aus (siehe z.B. Sobel'man 1972)

$$L(\omega) = \sum_{i,f} \lim_{T\to\infty} \frac{1}{2\pi T} \left| \int_{-T/2}^{T/2} \exp\{-i\omega t\} \langle f|\vec{d}(t)|i\rangle dt \right|^2, \quad (2.6)$$

wobei $\langle f|\vec{d}(t)|i\rangle = \langle f|U_I^+ U_0^+ \vec{d} U_0 U_I |i\rangle$ ist.

Hierbei sind die beteiligten Ausgangsniveaus mit i (initial) und die Endniveaus mit f (final) bezeichnet; die Summe erstreckt sich auf alle zur betrachteten Linie beitragenden Zustände. Alle Niveaus $|i\rangle$ werden hier als gleich stark besetzt angenommen.

In solchen Fällen, in denen eine Autokorrelationsfunktion der Lichtamplitude gemäß

$$\Phi(\tau) = \sum_{i,f} \lim_{T\to\infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} \langle f|\vec{d}(t+\tau)|i\rangle \cdot \langle i|\vec{d}(t)|f\rangle dt \quad (2.7)$$

definiert werden kann, vereinfacht sich (2.6) zu

$$L(\omega) = \frac{1}{\pi} \mathrm{Re} \int_0^\infty \exp\{i\omega\tau\}\Phi(\tau)\, d\tau \ . \quad (2.8)$$

Wenn eine Mittelung über alle Strahler im Plasma für alle Zeiten t denselben Wert ergibt, kann der Zeitmittelwert in (2.7) durch den Scharmittelwert ersetzt werden:

$$\Phi(\tau) = \overline{\sum_{i,f} \langle f|\vec{d}(\tau)|i\rangle \cdot \langle i|\vec{d}(0)|f\rangle} \quad (2.9)$$

Die Voraussetzung für die Gültigkeit von (2.9) ist beispielsweise erfüllt, wenn die mittlere Störung verschwindet, was in der Theorie der Linienverbreiterung oft angenommen werden kann.

2.1.3 Grundlegende Rechnung für das Wasserstoffatom

Der älteste theoretische Ansatz (Blochinzew 1933) beschreibt den Einfluß eines elektrischen Feldes der Form

$$\vec{E}(t) = \vec{E}_0 \cos \Omega t \tag{2.10}$$

auf das ansonsten ungestörte Wasserstoffatom. Wir werden die umfangreiche Betrachtung hier nur kurz skizzieren:

Die Frequenz $\Omega/2\pi$ des Feldes und die durch ein gleich großes statisches Feld hervorgerufene Niveauverschiebung sollen klein sein gegen den Abstand zu dem Zustand mit der nächsthöheren Hauptquantenzahl n. Da keine atomare Achse durch einen weiteren äußeren Einfluß ausgezeichnet ist, können die Wellenfunktionen $|i\rangle$ und $|f\rangle$ ohne Beschränkung der Allgemeinheit als Eigenfunktionen im Feld $\vec{E}_0$ gewählt werden, d.h.

$$\langle i|\vec{d}\cdot\vec{E}_0|i'\rangle \propto \delta_{ii'}, \text{ bzw. } \langle f|\vec{d}\cdot\vec{E}_0|f'\rangle \propto \delta_{ff'} \tag{2.11}$$

Unter diesen Voraussetzungen ist $V'(t')$ mit $V'(t'')$ auch für $t' \neq t''$ vertauschbar, so daß man als Lösung von (2.3) jetzt nach Gottfried (1966) erhält:

$$U_I = \exp\{-\frac{i}{\hbar}\int_0^t V'(t')dt'\} \tag{2.12}$$

mit den Matrixelementen

$$\langle i|U_I|i\rangle = \exp\{i\frac{\Delta\omega_i}{\Omega}\sin \Omega t\}$$

Dabei wurde $\Delta\omega_i = -\langle i|\vec{d}\cdot\vec{E}_0|i\rangle/\hbar$ gesetzt.
Damit ergibt sich weiterhin:

$$\langle f|\vec{d}(t)|i\rangle = \exp\{-i\omega_{if}t\}\ \langle f|\vec{d}|i\rangle\langle f|U_I^+|f\rangle\langle i|U_I|i\rangle$$

$$= \langle f|\vec{d}|i\rangle\ \exp\{-i\omega_{if}t\}\ \exp\{ix\sin\Omega t\}$$

$$\text{mit } x = \frac{\Delta\omega_i - \Delta\omega_f}{\Omega} \quad \text{und} \quad \omega_{if} = \frac{E_i - E_f}{\hbar} \qquad (2.13)$$

Der letzte Exponentialfaktor in (2.13) kann folgendermaßen entwickelt werden: (siehe z.B. Smirnow (1970))

$$\exp\{ix\sin\Omega t\}$$

$$= J_0(x) + \sum_{p=1}^{\infty} J_p(x)\ (\exp\{ip\Omega t\} + (-1)^p \exp\{-ip\Omega t\}) \qquad (2.14)$$

Jede Stark-Komponente (bis auf die unverschobene Zentralkomponente bei H_α, H_γ etc.) bekommt also "Satelliten" bei den Frequenzen $\pm n\Omega$ $(n=1,2,\ldots)$, deren relative Intensitäten sich unmittelbar aus den Betragsquadraten der Koeffizienten $J_p(x)$ ergeben, wie man durch Einsetzen der Entwicklung (2.14) in (2.6) leicht sieht. ($J_p(x)$: Besselsche Funktion p-ter Ordnung.)

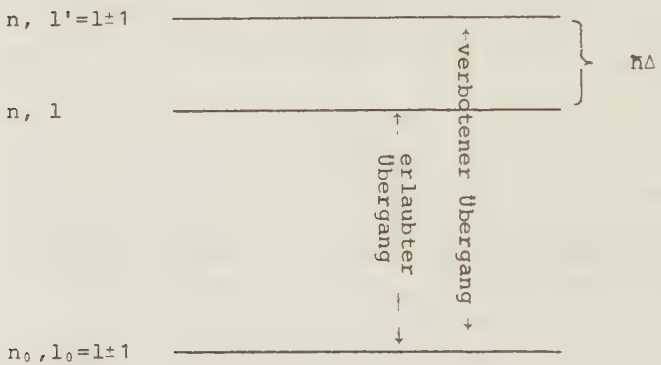
$$I(\pm\Omega) : I(\pm 2\Omega) : \ldots : I(\pm n\Omega)$$

$$= J_1^2(x) : J_2^2(x) : \ldots : J_n^2(x)$$

Die Form der Einhüllenden hängt stark von x ab.

2.1.4 Grundlegende Rechnung für nicht-entartete Atome

Für nicht-entartete Atome wurde von Baranger und Mozer (1961) eine einfache Rechnung vorgestellt; diese geht von einem 3-Niveau-System folgender Art aus:



In nicht-wasserstoffähnlichen Atomen ist die Störung des Grundzustands (mit n_0, l_0) meistens vernachlässigbar klein, da die l-Aufspaltung stark von der Hauptquantenzahl n abhängt und für kleine n am größten ist. Für die oberen Zustände kann normalerweise mit guter Genauigkeit mit Wasserstoffwellenfunktionen gerechnet werden.

Wenn man das elektrische Feld als

$$\vec{E}(t) = \vec{E}_0 \cos(\Omega t + \phi) \qquad (2.16)$$

ansetzt, wobei die Amplitude $\vec{E}_0$ und die Phase ϕ statistisch verteilt sein sollen, dann ist Formel (2.9) anwendbar. Bei Vernachlässigung der Störung

des unteren Zustands und bei Zählung der Frequenzen von der Frequenz des erlaubten Übergangs aus ist die Autokorrelationsfunktion $\Phi(t)$ gegeben durch

$$\Phi(t) = \overline{\langle lm|U_I|lm\rangle} \quad , \tag{2.17}$$

wobei die Autoren den konstanten Vorfaktor $\langle f \vec{d} i\rangle^2$ weggelassen haben. Die Terme der Dyson-Entwicklung bis einschließlich zur zweiten Ordnung liefern folgenden Beitrag zu $\Phi(t)$:

$$\Phi(t) \simeq 1 - \frac{1}{\hbar^2} \sum_{m',\alpha,\beta} \int_0^t \int_0^{t'} \exp[i(\omega_l - \omega_{l'})(t' - t'')]$$

$$\times \langle lm|d_\alpha|l'm'\rangle\langle l'm'|d_\beta|lm\rangle$$

$$\times \overline{E_{0\alpha}E_{0\beta}\cos(\Omega t' + \phi)\cos(\Omega t'' + \phi)}\, dt''dt' \tag{2.18}$$

Bei isotroper statistischer Verteilung der Amplituden kann

$$\overline{E_{0\alpha}E_{0\beta}} = \frac{1}{3}\,\delta_{\alpha\beta}\,\overline{E_0^2} = \frac{2}{3}\,\delta_{\alpha\beta}\,E_{rms}^2 \tag{2.19}$$

gesetzt werden.

Unter Ausnutzung der Beziehung

$$\sum_{\alpha,m'} |\langle lm|d_\alpha|l'm'\rangle|^2 = e^2a_0^2\,\frac{\max(l,l')}{2l+1}\,\frac{9}{4}\,n^2(n^2 - (\max(l,l'))^2)$$

$$= e^2a_0^2\,R_{ll'} \tag{2.20}$$

und nach Mittelung über die Phasen ergibt sich:

$$1 - \frac{e^2a_0^2}{6\hbar^2}\,R_{ll'}E_{rms}^2\left(\frac{\exp[-i(\Delta-\Omega)t] - 1}{(\Delta-\Omega)^2} + \frac{\exp[-i(\Delta+\Omega)t] - 1}{(\Delta+\Omega)^2}\right.$$

$$\left. + \frac{it}{\Delta-\Omega} + \frac{it}{\Delta+\Omega}\right) \tag{2.21}$$

Die beiden oszillierenden Terme in (2.21) führen zum Auftreten von zwei "Satelliten" symmetrisch zur Position des verbotenen Übergangs ($n1' \to n_0 l_0$) mit den Abständen $+\hbar\Omega$ bzw. $-\hbar\Omega$ und integralen Intensitäten relativ zur Intensität der erlaubten Linie

$$S_{\pm} = \frac{e^2 a_0^2}{6\hbar^2} R_{11'} \frac{E_{rms}^2}{(\Delta \pm \Omega)^2} . \qquad (2.22)$$

Die Satellitenübergänge kann man anschaulich als Zwei-Quanten-Prozesse verstehen, bei denen ein Photon emittiert wird und ein Feldquant entweder absorbiert oder emittiert wird.

Die in t linearen Terme bewirken eine Verschiebung der Hauptlinie um

$$\Delta\omega = - \frac{e^2 a_0^2}{6\hbar^2} \left(\frac{1}{\Delta+\Omega} + \frac{1}{\Delta-\Omega} \right) R_{11'} E_{rms}^2 \qquad (2.23)$$

(Die verbotene Linie verschiebt sich um denselben Betrag, aber mit entgegengesetztem Vorzeichen.) Griem (1974) hat Terme höherer Ordnung berechnet, die Satelliten im Abstand von $+2\hbar\Omega$ bzw. $-2\hbar\Omega$ zur erlaubten Linie ergeben. Er hat ferner gezeigt, daß die obige Rechnung auch für ein Spektrum diskreter Frequenzen durchgeführt werden kann mit dem Ergebnis

$$S_{\pm} = \frac{e^2 a_0^2}{6\hbar^2} R_{11'} \int_{\Omega_1}^{\Omega_2} \frac{U(\Omega)}{(\Delta \pm \Omega)^2} \, d\Omega , \qquad (2.24)$$

wobei $U(\Omega)$ die spektrale Dichte des elektrischen Feldes ist.

Im Fall einer anisotropen Amplitudenverteilung ist zu beachten, daß der Effekt von der Quantenzahl m_1 abhängig wird.

2.2 Theorien mit größerem Gültigkeitsbereich

2.2.1 Rechnung für hohe Feldstärken

Die Theorie von Blochinzew (1933) ist wegen der geschlossenen Integration der Differentialgleichung (2.3) so lange gültig, bis der Einfluß von Niveaus mit anderen Hauptquantenzahlen nicht mehr vernachlässigbar ist; dies tritt jedoch erst bei sehr hohen Feldstärken ein.
Der Gültigkeitsbereich der Rechnung von Baranger und Mozer (1961) ist dagegen so klein, daß für viele praktische Anwendungen Formel (2.22) bereits zu Fehlinterpretationen führt. Da auch die Berücksichtigung von Termen bis zur vierten Ordnung der Störungsrechnung das Ergebnis noch nicht wesentlich verbessert, muß für die Lösung der Schrödingergleichung ein anderer Weg gewählt werden. Wir werden für die folgenden Überlegungen den Ansatz von Hicks, Hess und Cooper (1972) zugrunde legen:

Die Schrödingergleichung ist in unserem Fall

$$i \frac{\partial \Psi}{\partial t} = (H_0 + V(t))\Psi \quad , \; 1) \tag{2.25}$$

wobei die Eigenfunktionen $u_j>$ und die Eigenwerte ω_j des ungestörten Hamiltonoperators H_0 bekannt seien. Die Störung soll darstellbar sein in der Form

$$V(t) = V^+ \exp\{i\Omega t\} + V^- \exp\{-i\Omega t\} \; . \tag{2.26}$$

---

1) In der Theorie von Hicks, Hess und Cooper (1972) sind die Hamiltonoperatoren in Kreisfrequenz- statt in Energieeinheiten angegeben! Zum leichteren Vergleich folgen wir dieser Notation.

Der Ansatz

$$|\psi> = \sum_{j=1}^{N} T_j(t)\,|u_j> \tag{2.27}$$

führt nach Einsetzen in (2.25) auf die Differentialgleichung

$$i \sum_{j=1}^{N} \dot{T}_j\,|u_j> = \sum_{j=1}^{N} (\omega_j + V(t))T_j\,|u_j> \quad . \tag{2.28}$$

(N ist die Zahl der beteiligten Niveaus.)
Nach Multiplikation dieser Gleichung von links mit $<u_{j'}|$ und nach Vertauschung der Indizes j und j' erhält man

$$i\,\dot{T}_j = \omega_j T_j + \sum_{j'=1}^{N} (\beta^{+}_{jj'} \exp\{i\Omega t\} + \beta^{-}_{jj'} \exp\{-i\Omega t\})T_{j'} \tag{2.29}$$

mit

$$\beta^{\pm}_{jj'} = <j|V^{\pm}|j'> \quad . \tag{2.30}$$

(2.29) läßt sich auf ein System linearer Gleichungen reduzieren, wenn die Koeffizienten T_j dargestellt werden als

$$T_j = \exp\{-i\lambda t\} \sum_{s=-\infty}^{s=+\infty} C_{js} \exp\{-is\Omega t\} \quad . \tag{2.31}$$

Da eine Lösung für λ und die C_{js} für alle Zeiten t gültig sein muß, ist für alle in (2.29) nach Einsetzen von (2.31) auftretenden Frequenzen ω der Vorfaktor von $\exp\{i\omega t\}$ null zu setzen; dies führt zu folgendem Gleichungssystem:

$$(\omega_j - s\Omega - \lambda)C_{js} + \sum_{j'=1}^{N} (\beta^{+}_{jj'} C_{j',s+1} + \beta^{-}_{jj'} C_{j',s-1}) = 0 \tag{2.32}$$

$$j = 1,2,\ldots,N \quad ; \quad s = -\infty,\ldots,+\infty$$

Die physikalische Bedeutung der C_{js} läßt sich aus (2.31) leicht ablesen: sie beschreiben Anteile der Funktionen $|u_j>$, deren Energien um $s\hbar\Omega$ gegenüber dem ungestörten Fall verschoben sind und die darum Satelliten hervorrufen. Bei einem solchen Übergang werden s Quanten des hochfrequenten Feldes absorbiert oder emittiert. Daher ist es zulässig, für einen passend gewählten Wert S alle C_{js} mit $|s|>S$ als vernachlässigbar klein anzunehmen und null zu setzen. Damit wird (2.32) zu einem System von $N\times(2S+1)$ Gleichungen, das - wie man in der Matrixschreibweise sofort sieht - ein typisches Eigenwertproblem beschreibt:

$$A\vec{x} = \lambda\vec{x} \tag{2.33}$$

$\vec{x}$ enthält alle C_{js} von $C_{1,+S}$ bis $C_{N,-S}$; A wird so konstruiert, daß (2.33) mit (2.32) übereinstimmt. Es ergibt sich eine Hermitische, in vielen Fällen eine reelle, symmetrische Matrix. Hicks, Hess und Cooper (1973) haben die Matrix A numerisch diagonalisiert:

$$U^{-1} A\, U = \Lambda \tag{2.34}$$

Diese Methode liefert alle Eigenvektoren von A als Spaltenvektoren von U und alle Eigenwerte von A als Elemente der Diagonalmatrix Λ. Da man von N Wellenfunktionen ausgeht, kann es jedoch nur N Lösungen mit verschiedener physikalischer Information geben; das Lösungsverfahren kann deshalb vereinfacht werden.

Wir haben Rechnungen für den Übergang $4^1D - 2^1P$ von He I durchgeführt, wobei für die angenommenen Frequenzen und Feldstärken lediglich die Auswirkung der Störung auf die Niveaus 4^1D und 4^1F betrachtet zu werden braucht, da der Grundzustand und der Zustand 4^1P

kaum beeinflußt werden. Das elektrische Feld wird als

$$\vec{E}(t) = E_0 \vec{e}_z \cos \Omega t \qquad (2.35)$$

angesetzt. Somit gilt:

$$\beta_m^+ = \beta_m^- = \frac{eE_0}{2\hbar} \; \langle 42m | z | 43m \rangle \qquad (2.36)$$

Da die unterschiedlichen m-Komponenten durch die Störung nicht gemischt werden, können die Linienprofile für m=0, $|m|=1$ und $|m|=2$ getrennt berechnet und anschließend mit den Gewichtsfaktoren 1/5 für m=0 und 2/5 für $|m|=1$ und $|m|=2$ addiert werden. (Hierbei wird unpolarisierte Beobachtung vorausgesetzt.) Wegen der Symmetrie der Störung benötigt man hier nur eine Lösung für λ und $\vec{x}$; die Intensitäten der Satelliten und der Hauptlinie ergeben sich dann unmittelbar aus den Betragsquadraten der C_{js} , während λ die Linienverschiebung enthält.

Zunächst wurden Rechnungen nach dem Jacobi-Verfahren zur Matrixdiagonalisierung (siehe z.B. Beresin und Shidkow 1971) durchgeführt, die jedoch sehr viel Rechenzeit beanspruchten. Eine einigermaßen realistische Theorie muß aber von einer im Plasma fast immer gegebenen Amplitudenverteilung ausgehen und Linienprofile gemäß

$$L(\omega) = \int_0^\infty W(E) \; L_E(\omega) \; dE \qquad (2.37)$$

bestimmen, wobei W(E)dE die Wahrscheinlichkeit ist, eine Feldstärke zwischen E und E+dE zu finden. Daher ist eine kurze Rechenzeit für die Berechnung von $L_E(\omega)$ wünschenswert. Wir haben darum ein anderes numerisches Verfahren entwickelt, das zumindest in dem oben beschriebenen Fall eine wesentliche Beschleunigung bewirkte.

Der Ausgangspunkt der Überlegung ist die Tatsache, daß für statische Felder die Verschiebung der erlaubten (HL) und verbotenen Linie (VL) auch für große Feldstärken durch eine analytische Formel beschrieben werden kann (Griem 1968) :

$$\Delta\omega^{m}_{HL}(E) = -\Delta\omega^{m}_{VL}(E) = \frac{\Delta}{2}\left(1 - (1+\varepsilon_m^2)^{1/2}\right) \qquad (2.38)$$

mit $$\varepsilon_m = \frac{12\ (9-m^2)^{1/2} e\ a_0}{\hbar\ \Delta\ \sqrt{5}}\ E \qquad (2.39)$$

Nach Griem (1974) zeigt Formel (2.23) für den Grenzfall des quadratischen Starkeffekts, daß der Übergang vom statischen zum hochfrequenten Feld durch folgende Änderung gekennzeichnet ist:

$$\frac{1}{\Delta} \rightarrow \frac{1}{2}\left(\frac{1}{\Delta+\Omega} + \frac{1}{\Delta-\Omega}\right) \qquad (2.40)$$

Es ist daher naheliegend, (2.39) durch (2.40) zu modifizieren und (2.38) mit dem neuen ε_m als Näherungsformel für die Verschiebung durch hochfrequente Felder zu verwenden, da sie in den Grenzfällen $\Omega \rightarrow 0$ oder $E \rightarrow 0$ exakte Werte liefert. Damit erhält man einen ungefähren Eigenwert der Matrix A (Elemente: a_{ij}) und kann den zugehörigen Eigenvektor einfach ermitteln:

Setzt man $C_{11} = 1$ (oder gleich einer beliebigen reellen Zahl), so ergeben sich die übrigen C_{js} aus den Rekursionsformeln

$$C_{1,2n+1} = -\frac{\left(a_{2s+1+2n,2s+1+2n} - \lambda\right) C_{2,2n}}{\beta} - C_{1,2n-1} \qquad (2.41)$$

$$C_{2,2n} = -\frac{\left(a_{2n-1,2n-1} - \lambda\right) C_{1,2n-1}}{\beta} - C_{2,2n-2} \qquad (2.42)$$

$$C_{1,2n} = 0 \tag{2.43}$$

$$C_{2,2n-1} = 0 \tag{2.44}$$

(Es wurde folgendermaßen umnumeriert:
$C_{j,s} \rightarrow C_{j,1} \ \ldots \ C_{j,-s} \rightarrow C_{j,2s+1}$)

Da der tatsächliche Eigenwert der Matrix A geringfügig vom geschätzten Wert abweicht (für die hier relevanten Fälle meistens ca. 10%), muß λ so lange variiert werden, bis $C_{1,2s+3} \approx 0$ wird.

Die so ermittelten Lösungen stimmen sehr gut mit den nach dem Jacobi-Verfahren bestimmten überein. Vorsicht ist allerdings geboten, wenn ein Satellit (z. B. -3Ω) in der unmittelbaren Nähe der Hauptlinie liegt, da das Programm dann einen falschen Eigenwert finden kann. Wenn $\Omega \approx \Delta$ ist, muß die Shiftformel ersetzt werden durch eine Näherungsformel für den Resonanzfall, wie sie z.B. von Autler und Townes (1955) angegeben wurde.

Abbildung 2.1 zeigt als Beispiel zwei mit diesem Verfahren berechnete Spektren der Heliumlinie bei 492,2 nm. Man erkennt den Unterschied zwischen dem Spektrum bei einer Amplitudenverteilung mit dem Mittelwert $\overline{E_{rms}}$ = 5,66 kV/cm und dem Spektrum bei einer einzigen Feldstärke mit dem Effektivwert E_{rms} = 5,66 kV/cm. Die charakteristische Struktur des Profils bleibt zwar trotz der Feldstärkeverteilung im wesentlichen erhalten, tritt aber weniger deutlich hervor. Die drastische Veränderung des Profils bei einer größeren Feldstärke (E_{rms} = 10 kV/cm) und einer kleineren Frequenz (16 GHz) wird aus Abbildung 2.2 ersichtlich. In diesem Fall ist das typische Satellitenmuster nicht mehr zu erkennen.

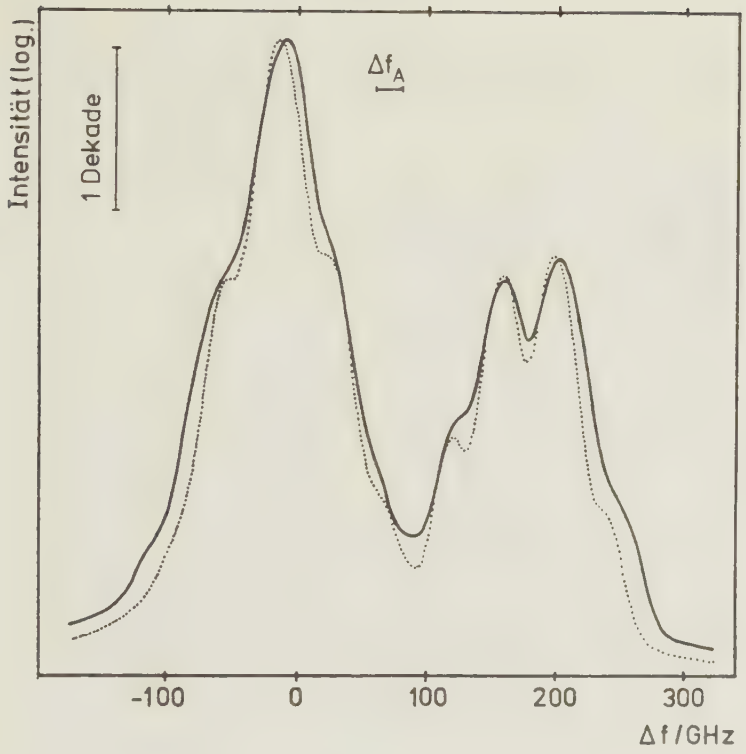


Abb. 2.1

Die durchgezogene Kurve stellt ein berechnetes Profil der HeI - Linie bei 492,2 nm dar, wobei folgende Feldamplituden und Gewichtsfaktoren eingehen:

E_0/ kV/cm	3,5	5,0	6,5	8,0	9,5	11,0	12,5
g	0,125	0,25	0,5	1,0	0,5	0,25	0,125

Für die gepunktete Kurve wurde zum Vergleich eine einzige Feldstärke $E_0 = 8$ kV/cm gewählt. In beiden Fällen betrug die Frequenz des als linear polarisiert angenommenen Feldes 20 GHz; die Form des "Apparateprofils" wurde von Hicks, Hess und Cooper (1972) übernommen.

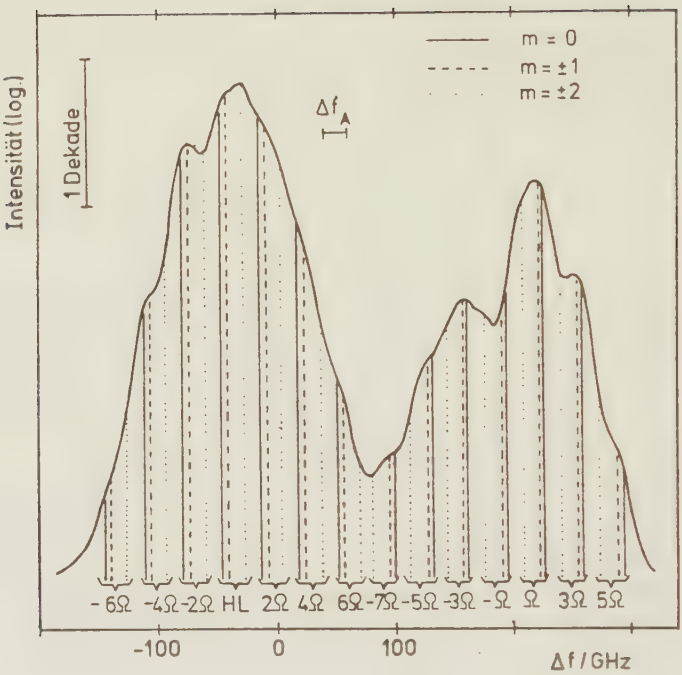


Abb. 2.2

Dargestellt ist das Profil der HeI - Linie bei 492,2 nm für eine Feldstärke $E_0 = 14{,}1$ kV/cm in z - Richtung bei einer Frequenz von 16 GHz. Das Satellitenmuster wird durch die unterschiedlichen Verschiebungen der m - Komponenten so verändert, daß nicht vorhandene Frequenzen vorgetäuscht werden. Für die Wichtung der m - Komponenten wurde unpolarisierte Beobachtung vorausgesetzt (in Abb. 2.1 und 2.2).

Wir ziehen aus den Ergebnissen unserer Rechnungen folgende Schlüsse:

1. Die Formel von Baranger und Mozer (1961) für die Satellitenintensitäten verliert bereits bei kleinen Feldstärken ihre Gültigkeit, und zwar um so eher, je kleiner Ω ist. Das gesamte Satellitenspektrum muß dann zur Interpretation eines Linienprofils herangezogen werden.
2. Bei Vorliegen einer Amplitudenverteilung fallen die Zentren einander zugeordneter Satelliten einer Komponente nicht mehr exakt zusammen; insbesondere ist der aus der Linienverschiebung ermittelte Feldstärkewert nicht unbedingt der Mittelwert der Feldstärke. Trotzdem liefert ein gemessenes Linienprofil noch annähernd richtige Werte für $\overline{E}$ und Ω, solange die Breite der Feldstärkeverteilung deutlich kleiner ist als die mittlere Feldstärke. Wenn diese Voraussetzung allerdings nicht erfüllt ist, muß für den jeweiligen Spezialfall eine angenommene Verteilung variiert werden, bis das damit berechnete Spektrum optimal an das gemessene angepaßt ist. Den experimentellen Beweis für die Durchführbarkeit dieses Verfahrens erbrachten Böhm und Himmel (1980), die auf diese Weise Mikrowellenfeldstärken bestimmten.
3. Bei hohen Feldstärken oder kleinen Frequenzen kann der Unterschied der Verschiebungen für die m - Komponenten in die Größenordnung der Frequenz des hochfrequenten Feldes kommen. In einem solchen Fall, wie z.B. in Abbildung 2.2 dargestellt, geht die charakteristische Satellitenstruktur weitgehend verloren. Dazu kommt unter Umständen noch eine Feldverteilung, die eine eindeutige Interpretation solcher Spektren vollends unmöglich macht. Es ist also leider keines-

wegs sichergestellt, daß der HF-Starkeffekt für alle Felder und Frequenzen als Diagnostikmethode sinnvoll eingesetzt werden kann. Im ein oder anderen Fall kann der Übergang auf ein anderes Niveaupaar mit größerem Abstand (z.B. $3^1P - 3^1D$) Abhilfe bringen.

Wir haben gezeigt, daß die Auswertung gemessener Spektren mit Hilfe der Theorie von Hicks, Hess und Cooper (1972) gravierenden Einschränkungen unterliegt. Sie berücksichtigt weder zusätzlich auftretende statische Felder noch breite Frequenzspektren; das hochfrequente Feld wird zudem als linear oder zirkular polarisiert angenommen. Trotzdem ist eine qualitative Beurteilung experimentell bestimmter Profile dann möglich, wenn die Frequenz groß gegen die Unterschiede in den Verschiebungen ist, das Feld annähernd monchromatisch ist und die Feldstärkeverteilung ein deutliches Maximum hat. Zum Glück sind diese Voraussetzungen oft gegeben, wie der experimentelle Teil dieser Arbeit belegt. Allerdings muß großer Wert darauf gelegt werden, statistische Fehler bei der Messung wegen der Komplexität der Profilstrukturen so klein wie irgend möglich zu halten. Auch muß stets das gesamte Profil betrachtet werden, nicht nur einige Erhebungen. Uns scheint, daß dies einer der Gründe für die Unstimmigkeiten bei manchen Interpretationen war.

2.2.2 Berücksichtigung von Teilchenfeldern und nieder- und hochfrequenten Wellenfeldern mit breitem Frequenzspektrum

Im Idealfall sollte eine Theorie für den hochfrequenten Starkeffekt im Plasma den Einfluß von Teilchenfeldern und Wellenfeldern beschreiben, wobei bei den Wellen ein breites Frequenzspektrum, eine beliebige Amplitudenverteilung und in weiten Grenzen variierende Anwachs- und Dämpfungsraten der beteiligten Moden zu berücksichtigen sind. Da das Problem in dieser Allgemeinheit sehr komplex ist, kann man versuchen, einzelne Effekte zunächst nur qualitativ zu untersuchen.

Bereits die Einbeziehung statischer oder langsam veränderlicher Felder (Periodendauer T << atomare Lebensdauer τ) verändert die Spektren von Wasserstofflinien erheblich gegenüber dem von Blochinzew (1933) betrachteten Fall (Rutgers und Kalfsbeek, 1975). Die vom niederfrequenten Feld hervorgerufenen Starkkomponenten erhalten jeweils Satelliten, so daß ein schwer interpretierbares Spektrum entsteht. Bei Resonanz ($\Delta\omega = \Omega_{HF}$) erscheinen die Starkkomponenten je nach Feldstärke des hochfrequenten Feldes verbreitert oder aufgespalten. Die Rechnung hat jedoch den entscheidenden Nachteil, daß sie keine Feldverteilung berücksichtigt und daher keine Profile liefert, die mit gemessenen vergleichbar sind.

Der Einfluß der Teilchenfelder auf das Linienprofil wird üblicherweise beschrieben durch(Griem 1974):

$$L(\omega) = -\frac{1}{\pi}\,\mathrm{Re}\,\mathrm{Sp}\int_0^\infty dF\; W(F)\{A_d\,(\,i\Delta\omega - i\Delta\omega(F) + \phi)^{-1}\,\} \qquad (2.45)$$

Hierin sind: W(F) - Feldstärkeverteilungsfunktion der Ionenfelder

Δ_d - Dipoloperator im Linienraum

$$\langle\langle if^* | \Delta_d | i'f'^* \rangle\rangle = \sum_\alpha \langle i | x_\alpha | f \rangle \langle f' | x_\alpha | i' \rangle$$

ϕ - Stoßverbreiterungsoperator

Man beachte, daß die Spur im sogenannten "Linienraum" (dem Produktraum der $|i\rangle$ und $|f^*\rangle$) gebildet wird. Die Zeitabhängigkeit der Ionenfelder wurde vernachlässigt (quasistatische Approximation); die Wechselwirkung der Elektronen mit dem atomaren System wird dagegen als so schnell angenommen, daß sich nur Nettoänderungen in der Wellenfunktion bemerkbar machen (Stoßapproximation).

Für die Behandlung hochfrequenter elektrischer Felder im Rahmen dieses Formalismus stellt die Stoßapproximation eine zu weitgehende Vereinfachung dar. Deshalb muß der frequenzunabhängige Operator ϕ ersetzt werden durch $(1/i\hbar)\mathcal{L}(\omega)$ mit

$$\mathcal{L}(\omega) = -(i/\hbar) \int_0^\infty \exp\{(i/\hbar)(\hbar\omega - H)s\} \times \{ U'(\vec{r},s) \exp\left[-(i/\hbar)\int_0^s U'(\vec{r},s')ds'\right] U'(\vec{r},0)\} ds \quad , \tag{2.4}$$

wobei H der Hamiltonoperator ohne hochfrequentes Feld ist und U' der Störoperator im Wechselwirkungsbild (Griem 1974). (2.46) ist nur gültig, wenn die mittlere Störung verschwindet. Diese Theorie unterscheidet sich von den bisher beschriebenen in erster Linie dadurch, daß sie im Prinzip für beliebige Amplituden- und Frequenzverteilungen geeignet ist.

Auf der Grundlage von (2.46) haben Nee und Griem (1976) eine Profilberechnung für n-α-Linien von Wasserstoff veröffentlicht. Diese Linien zeichnen sich für große n dadurch aus, daß ihre Form praktisch nicht durch statische Felder beeinflußt wird. In die konkrete Rechnung gehen Annahmen ein über Phasen, Anwachsraten, Dämpfungskonstanten,

Modendichte, räumliche Verteilung der $\vec{k}$-Vektoren, Spektrum der hochfrequenten Wellen, Sättigungswerte, Fluktuationen und die Dispersionsrelation. Es ist einleuchtend, daß bei einer so großen Zahl von Parametern eine Rechnung nur für den jeweiligen Spezialfall gültige Ergebnisse liefert. Nee und Griem (1976) wählen den Grenzfall "stationärer" Turbulenz, die dadurch definiert wird, daß die betragsmäßig durchaus großen Anwachsraten bzw. Dämpfungskonstanten sich insgesamt zu null mitteln. Unter diesen Bedingungen enthält $\mathrm{Re}\,\mathcal{L}(\omega)$ die gesamte physikalische Information; es ergeben sich Satelliten bei $+\omega_p$ und $-\omega_p$, die im Rahmen dieser Rechnung dieselbe Intensität erreichen wie die eigentliche Linie.

In einem anderen Grenzfall spielt nur $\mathrm{Im}\,\mathcal{L}(\omega)$ eine Rolle, z.B. wenn schwach gedämpfte Wellen auftreten. Griem (1974) betrachtet diesen Fall mit der zusätzlichen Annahme, daß $\mathrm{Im}\,\mathcal{L}(\omega) \ll \omega_p$ ist, um die Übereinstimmung mit der Theorie von Baranger und Mozer (1961) zu zeigen.

Nun ist aber die Forderung $\mathrm{Im}\,\mathcal{L}(\omega) \ll \omega_p$ keineswegs notwendig für die Gültigkeit von (2.46); es reicht vielmehr,

$$\exp\{-(i/\hbar)\int_0^s U'(r,s')ds'\} \approx 1$$

vorauszusetzen, um zu einem auswertbaren Ausdruck zu gelangen. Das verbleibende Integral kann in diesem Fall durchaus große Werte für $\mathrm{Im}\,\mathcal{L}(\omega)$ liefern, ohne daß eine der Bedingungen für die Gültigkeit von (2.46) verletzt wird. Da dieser Gesichtspunkt in bisherigen Arbeiten keine Beachtung gefunden hat, haben wir Überlegungen angestellt, wie das Linienprofil in einem solchen Fall aussehen kann, und sind dabei auf einen neuen Effekt gestoßen, nämlich das Auftreten sogenannter "Dips".

Wir werden uns die Auswirkungen eines breitbandigen HF-Feldes qualitativ klarmachen, indem wir der Einfachheit halber annehmen, daß $\mathcal{L}(\omega)$ im Linienraum diagonal ist. Darüber hinaus wollen wir die Wirkung der quasistatischen Ionenfelder außer acht lassen.

Das Linienprofil enthält dann Komponenten der Art

$$L(\omega) \propto \frac{w}{w^2 + (\omega - d)^2} \tag{2.47}$$

mit $w = -(1/\hbar)\ \mathrm{Im} \langle\langle if^* | \mathcal{L}(\omega) | if^* \rangle\rangle$

und $d = (1/\hbar)\ \mathrm{Re} \langle\langle if^* | \mathcal{L}(\omega) | if^* \rangle\rangle$

Im Unterschied zur Stoßapproximation sind w und d hier frequenzabhängig; $w(\omega)$ hat z.B. ein ausgeprägtes Maximum in der Nähe von ω_p, wenn wir von der Existenz von Langmuirwellen ausgehen. Den Verschiebungsterm d werden wir als klein gegen ω_p annehmen, d.h. die physikalische Information soll in $\mathrm{Im}\,\mathcal{L}(\omega)$ enthalten sein.

Wenn $w_{max} \ll \omega_p$ ist, nimmt das Linienprofil in der Nähe von ω_p folgende Form an:

$$L(\omega \simeq \omega_p) \propto \frac{w(\omega)}{\omega_p^2}\ , \tag{2.48}$$

d.h. man erhält einen Satelliten wegen des Maximums von w. Für größere Werte von w_{max} ergibt sich stattdessen:

$$L(\omega \simeq \omega_p) \propto \frac{1}{\omega_p}\ \frac{1}{(x + \frac{1}{x})} \quad \text{mit } x = \frac{w}{\omega_p} \tag{2.49}$$

Dieser Ausdruck wird maximal für $x = 1$. Bei Feldstärken, die zu Werten $x > 1$ führen, gibt es daher zwei eng benachbarte Maxima; der Satellit wird durch einen von zwei Maxima umgebenen "Dip" ersetzt.

Es bleibt abzuschätzen, in welchen Dichtebereichen mit diesen Doppelstrukturen zu rechnen ist. Bei großen Feldstärken kommt der Abstand der beiden Maxima in die

Größenordnung der Breite des Frequenzspektrums. Da diese im allgemeinen nur einen Bruchteil von ω_p (für Langmuirwellen) ausmacht, werden die Dips erst bei relativ hohen Dichten beobachtbar, wenn $\Delta\omega_{1/2}$ größer wird als die Apparatebreite und die Dopplerbreite. Andererseits wird irgendwann die Elektronenstoßbreite die Dips wieder verdecken, da sie mit n_e wächst, während ω_p nur mit $(n_e)^{1/2}$ ansteigt.

Die Dips ergeben sich ebenfalls aus der Theorie von Lee (1979), in der Teilchen- und Wellenaspekte der Elektronenbewegung in einem einheitlichen Formalismus behandelt werden.

Die umfassendste Betrachtung zu der gemeinsamen Wirkung von hoch- und niederfrequenten Wellen- und Teilchenfeldern findet sich bei Oks und Sholin (1975) sowie Zhuzhunashvili und Oks (1977). Für den größten Teil ihrer Untersuchungen setzen diese Autoren die Existenz eines niederfrequenten Feldes F voraus, das erheblich größer als der Mittelwert des hochfrequenten Feldes $E_0=\sqrt{E_{HF}(t)^2}$ ist. Folglich können als Ausgangspunkt die Wellenfunktionen für den statischen Starkeffekt verwendet werden. Die Aufspaltung der Wasserstoffniveaus ist gegeben durch

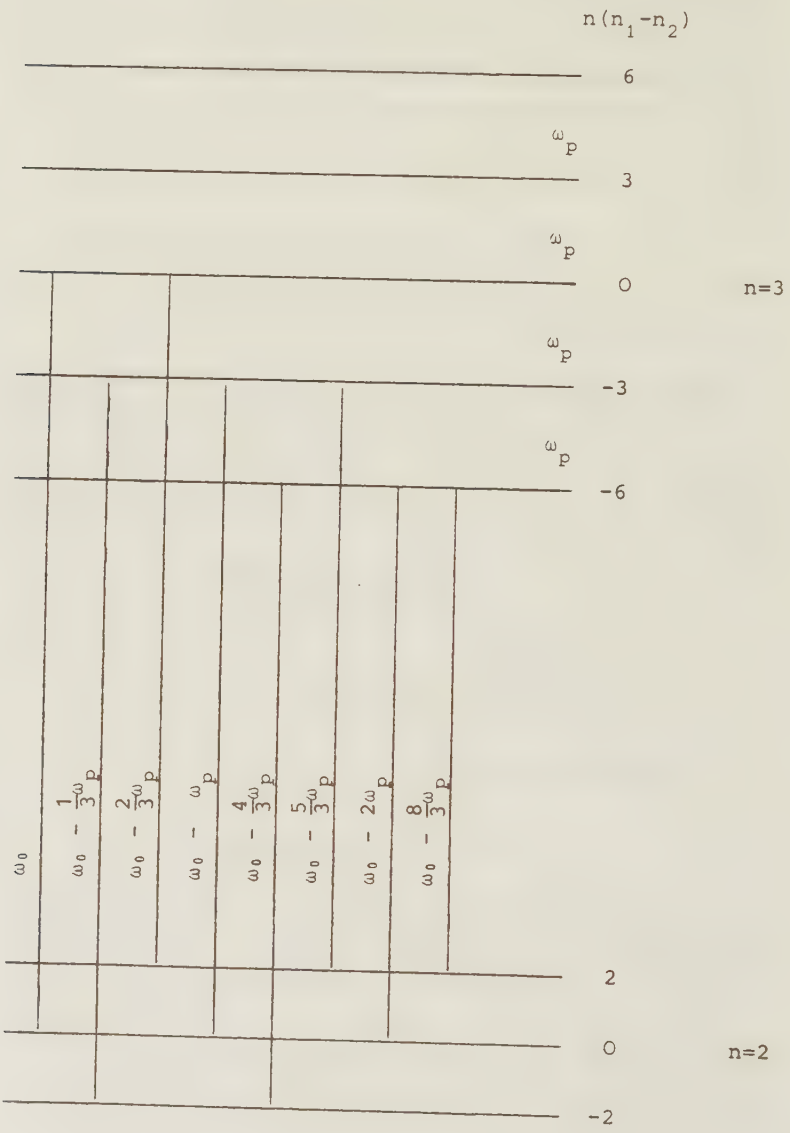
$$\Delta\omega(F) = \frac{3}{2} n (n_1 - n_2) \frac{e a_0 F}{\hbar} \qquad (2.50)$$

(n_1, n_2 - parabolische Quantenzahlen)

Wenn die Plasmafrequenz resonant wird mit dem Abstand zweier benachbarter Unterniveaus des oberen Zustands, sollte sich diese Resonanz bemerkbar machen bei folgenden Positionen:

$$\pm\omega_p, \pm 2\omega_p, \pm\frac{1}{3}\omega_p, \pm\frac{2}{3}\omega_p, \pm\frac{4}{3}\omega_p, \pm\frac{5}{3}\omega_p, \pm\frac{8}{3}\omega_p \quad \text{(für } H_\alpha\text{)}$$

Dies geht unmittelbar aus dem Niveauschema der H_α-Linie hervor:



Die allgemeine Formel für diese Frequenzen ist:

$$\omega_1 = \{(n_1-n_2)_i - \frac{n_f}{n_i}(n_1-n_2)_f\}\ \omega_p \tag{2.50}$$

Bei Resonanz mit der Aufspaltung des unteren Niveaus hat man analog:

$$\omega_2 = \{-(n_1-n_2)_f + \frac{n_i}{n_f}(n_1-n_2)_i\}\ \omega_p \tag{2.51}$$

Wie sich diese Resonanzen auf das Profil auswirken, hängt von den Eigenschaften des hochfrequenten Feldes ab. Wir betrachten zwei Grenzfälle:

a) Das HF-Feld ist stochastisch, d.h. zwischen zwei starken Stößen finden viele Phasenänderungen statt. Außerdem hat das Feld eine Amplituden- und Frequenzverteilung. Ähnlich wie bei den Rechnungen ohne statisches Feld ergibt sich eine Dipstruktur, deren Zustandekommen man sich anschaulich erklären kann: Für jeden Feldstärkewert erhält man ein Lorentzprofil, dessen Breite umso größer ist, je näher $\frac{3}{2}na_0F/\hbar$ der Resonanz mit ω_p ist. Dadurch entsteht ein Minimum an der Resonanzstelle, das von zwei Maxima umgeben ist. Die Halbwertsbreite eines Dips bei einer der Frequenzen ω_1 ist

$$\Delta\omega_{1/2} = (\varepsilon_i^2\gamma_1(n_1-n_2)_f^2 n_f^2/n_i^2)^{1/3} \tag{2.52}$$

für den Fall

$$\varepsilon_i = \left(\frac{3n_i^2\{n^2-(n_1-n_2)^2-m^2-1\}_i e^2 a_0^2 E_0^2}{32\,\hbar^2}\right)^{1/2} \tag{2.53}$$

$$<< \{\gamma_1^2-(\Delta\omega(F)-\omega_p)^2\}^{1/2} << \omega_p$$

γ_1^{-1} ist dabei eine charakteristische Zeit für Phasenänderungen.

b) Wenn $\varepsilon_i >> \gamma_1$ (aber trotzdem $F >> E_0$) ist oder Amplituden und Phasen zeitlich konstant sind, ergibt sich eine Resonanzaufspaltung, die zu Dips mit den Halbwertsbreiten

$$\Delta\omega_{1/2} = \frac{\omega_1 \varepsilon_i}{\omega_p} \qquad (2.54)$$

führt (analog für ω_2).

Weder Oks und Sholin (1975) noch Zhuzhunashvili und Oks (1977) wiesen darauf hin, daß bei nicht-entarteten Systemen (z.B. Helium) im Übergangsbereich zwischen quadratischem und statischem Starkeffekt ähnliche Strukturen zu erwarten sind. Wir haben darum die Überlegungen der genannten Autoren auf diesen Fall übertragen.

Betrachten wir noch einmal das Niveauschema aus der Theorie von Baranger und Mozer (1961). Das quasistatische Feld F bewirkt eine relative Verschiebung der Zustände 1 und 1', eine Mischung der Wellenfunktionen und eine teilweise Aufhebung der m-Entartung. Dadurch kann es zu einer Resonanz von ω_p mit zwei unterschiedlich verschobenen m-Komponenten kommen, beispielsweise für m=1 und m=2:

$$\omega_p = \frac{\Delta}{2} \left(\sqrt{1+\varepsilon_1^2} - \sqrt{1+\varepsilon_2^2} \right) \qquad (2.55)$$

$\varepsilon_{1,2}$ sind nach Formel (2.39) zu berechnen.
Aus (2.55) lassen sich bei gegebenem ω_p die Positionen für Dips bestimmen.Da immer nur maximal zwei m-Komponenten beteiligt sind, ist nur mit einer Modulation des Profils von ca. 40% zu rechnen.Abbildung 2.3 zeigt für HeI $4^1D - 2^1P$ die Abstände der beiden Dips nach (2.55) und der Satelliten von der verbotenen bzw. erlaubten Linie. Die Resonanzen mit dem Abstand von m=0 und m=1 machen sich erst weit im Linienflügel bemerkbar. Voraussetzung für das Auftreten der hier vorhergesagten Dips ist die Existenz von Anteilen des HF-Feldes senkrecht zum niederfrequenten Feld.

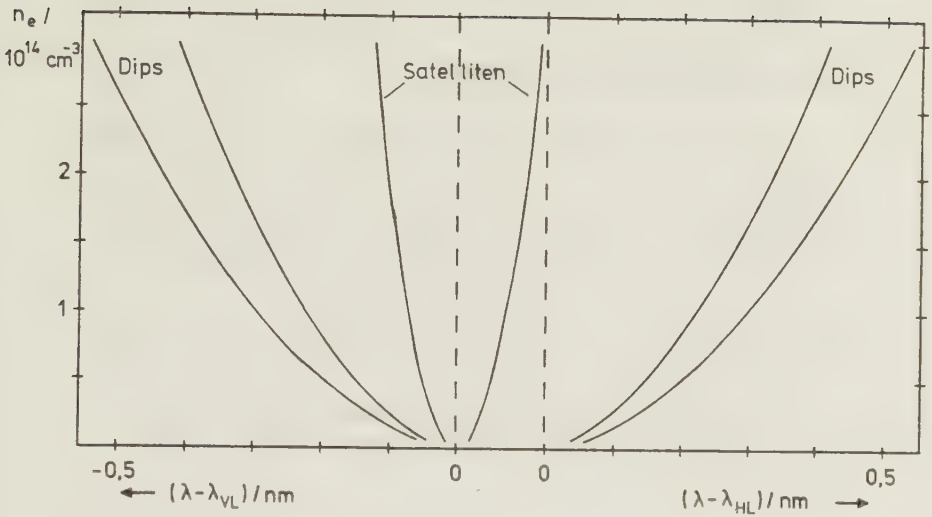


Abb. 2.3

Satelliten- und Dippositionen in Abhängigkeit von der Elektronendichte für die Heliumlinie bei 492,2 nm

Auch wenn die vorliegenden Theorien nicht alle zu berücksichtigenden Einflüsse gleichzeitig quantitativ erfassen können, sollten sie eine zuverlässige Analyse gemessener Spektren ermöglichen, wenn sorgfältig geklärt wird, welche Theorie den Bedingungen im Plasma am besten Rechnung trägt.

In magnetisierten Plasmen sind keine prinzipiell neuen Effekte zu erwarten, die Spektren werden jedoch sehr kompliziert (siehe z.B. Hicks, Hess und Cooper 1972).

3. Anwendung des HF-Starkeffekts an einer linearen Entladung

3.1 Auslegung des Experiments

Für die geplanten Untersuchungen galt es eine Entladung zu finden, die ein gewisses Maß an Turbulenz produziert und dadurch die Beobachtung des hochfrequenten Starkeffekts ermöglicht. Lineare Entladungen, wie sie für Versuche zur turbulenten Plasmaheizung verwendet werden, bieten sich für diesen Zweck an. Typische Experimente dieser Art haben zwei Hohlelektroden von einigen Zentimetern Durchmesser, die sich ungefähr an den Punkten größter magnetischer Feldstärke einer Spiegelkonfiguration befinden (Abstand ≈ 1m). Durch einen schnellen Stromanstieg (Periodendauer ≈ 1...5μs) bei Spannungen > 30kV heizen sich Elektronen und Ionen bis in den keV-Bereich auf. Ursache für diesen enormen Temperaturanstieg ist der anomal hohe Plasmawiderstand, der als Folge einer Zweistrominstabilität auftritt. Der Schwellwert, den die Driftgeschwindigkeit v_d der Elektronen hierfür überschreiten muß, liegt bei $(2kT_e/m_e)^{1/2}$ für $T_e=T_i$ (Buneman 1959) bzw. bei $c_s=(kT_e/m_i)^{1/2}$ für $T_e>>T_i$, wobei für wachsendes T_e/T_i ein allmählicher Übergang zur ionenakustischen Instabilität stattfindet (Stringer 1964). Für die Erzeugung des Anfangsplasmas ($n_e \approx 10^{13}...10^{14}\ cm^{-3}$) werden bei den meisten Experimenten Plasmakanonen verwendet, die sich außerhalb der eigentlichen Entladung befinden (Robertson et al. 1973, Jensen und Scott 1968, Amagishi et al. 1977); in einem Fall wird einem stationär betriebenen Niederdruckbogen der Vorzug gegeben (Piekaar 1972).

Für unsere Untersuchungen kamen Plasmakanonen aus Gründen der Reproduzierbarkeit und wegen der fehlenden Neutralteilchen nicht in Frage. Eine stationäre Bogen-

entladung hätte wahrscheinlich zu viele Verunreinigungen ins Plasma gebracht und wäre bei den gewünschten niedrigen Dichten außerdem technologisch schwer zu verwirklichen gewesen. Der von uns schließlich gewählte Aufbau ist schematisch in Abb. 3.1 dargestellt.

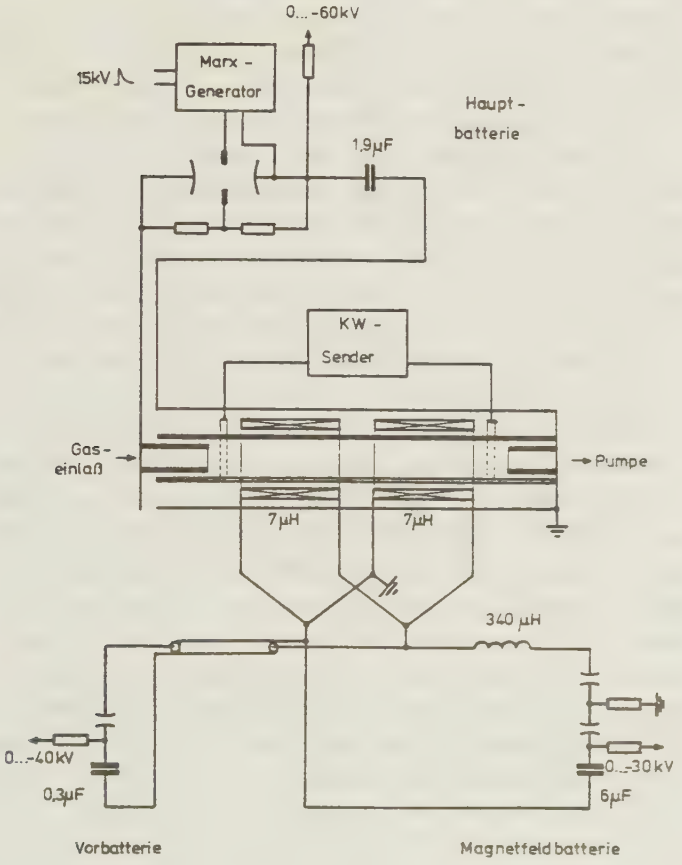


Abb. 3.1

Schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus

Zur Erleichterung einer reproduzierbaren Zündung wird ein sehr dünnes Anfangsplasma mit Hilfe eines Kurzwellensenders erzeugt. Etwa 400 µs später wird ein Kondensator kleiner Kapazität (0,3 µF) über zwei zehnwindige Spulen entladen, die ähnlich wie eine θ-Pinch-Spule wirken. Die Eigenschaften der Vorentladung wurden in einer Diplomarbeit (Dullni 1978) gesondert untersucht. Die Hauptentladung (C = 1,9µF; U = 40kV; T = 5,2µs; Elektrodenabstand 80cm) wird gezündet, nachdem das Plasma weitgehend rekombiniert ist und sich räumlich ausgedehnt hat. Dies ist ca. 70...120µs nach dem Zünden der Vorbatterie der Fall. Weiterhin kann über einen langsameren Entladungskreis (T ≈ 290µs) ein weiterer Strom auf die beiden Spulen geschaltet werden, der ein Magnetfeld mit B = 0,05 T erzeugt. Da für das Glasrohr im Hinblick auf mögliche Verunreinigungen durch das Wandmaterial ein Durchmesser von 9cm gewählt wurde, hat das Anfangsplasma einen größeren Querschnitt als bei den Experimenten, bei denen das Plasma in einem starken Magnetfeld geführt wird. Es ist daher zu erwarten, daß der Schwellwert für Instabilitäten nicht so weit oder nur lokal überschritten wird. Dem stehen die Vorteile gegenüber, daß das Experiment mit vertretbarem technischen Aufwand durchgeführt werden kann und daß die Spektren nicht durch Zeeman-Effekt weiter kompliziert werden. Bei den Versuchen zur turbulenten Heizung waren die starken Magnetfelder in erster Linie zum Plasmaeinschluß notwendig, während hier kein Interesse daran besteht, die Aufheizung zu optimieren.

3.2 Messungen und Interpretation

3.2.1 Untersuchungen zur Plasmadynamik

Zur Unterstützung der spektroskopischen Messungen zum HF-Starkeffekt wurde versucht, mit Hilfe anderer Verfahren weitere Informationen über die Vorgänge im Plasma zu gewinnen.

Mit einer Rogowskispule wurde der Zeitverlauf von dI/dt gemessen. Bei Fülldrucken unterhalb von etwa 2.67 Pa (≈20 mTorr) He tritt nach ca. 500 ns ein deutlicher Einbruch auf, wobei die Form des Signals von der Verzögerung zwischen Vor- und Hauptentladung abhängt. Der günstigste Arbeitsbereich liegt bei 70-90µs (ohne Magnetfeld); bei größerem Zeitabstand ist die Reproduzierbarkeit schlecht.

Eine weitere leicht zugängliche Meßgröße ist die Spannung zwischen den Elektroden. Zur Vermeidung von Meßfehlern durch Potentialunterschiede zwischen verschiedenen Erdpunkten wurde mit zwei gleich aufgebauten Spannungsteilern (Verhältnis 28887:1) die Differenz der Spannungen zwischen der jeweiligen Elektrode und einem gemeinsamen Erdpunkt bestimmt. Der Spannungsabfall am Plasma läßt sich schreiben als

$$U_{pl} = L_{pl}\frac{dI}{dt} + R_{pl}I \qquad (3.1)$$

Zur Zeit des dI/dt-Einbruchs zeigt das Spannungssignal ein Maximum; beide Ereignisse sind eindeutig korreliert. Auch wenn induktive und Ohmsche Anteile sich nicht ganz trennen lassen, kann man trotzdem davon ausgehen, daß das Maximum einer Widerstandserhöhung zuzuschreiben ist, da dI/dt zu dieser Zeit sein Vorzeichen wechselt und der induktive Anteil deshalb selbst bei einer starken Zunahme von L_{pl} nicht größer, sondern kleiner wird.

Unter der Annahme, daß der Strom sich über den gesamten Plasmaquerschnitt verteilt, schließt man aus der Widerstandserhöhung auf eine Leitfähigkeit um $10^2\ \Omega^{-1}m^{-1}$ und findet mit Hilfe von

$$\sigma = \frac{n_e e^2}{m_e \nu_{eff}} \quad , \tag{3.2}$$

daß die effektive Stoßfrequenz in der Größenordnung von $10^9\ s^{-1}$ liegt. Diese Werte passen zu experimentellen Befunden von Hamberger und Jancarik (1972) und von Robertson et al. (1973) sowie zu theoretischen Überlegungen von Ichimaru (1975). Die Übereinstimmung legt den Schluß nahe, daß auch in unserem Fall eine Zweistrominstabilität auftritt.

Schließlich wurde auch die Emission von Röntgenstrahlung festgestellt, und zwar mit einer pin-Diode und mit Filmen. Die Diode (Typ: 025-PIN-250, Quantrad Corporation) registriert hauptsächlich Strahlung im Bereich von 6 keV bis 20 keV. Das Experiment erzeugt einen Röntgenpuls, der zeitlich mit dem Einbruch im dI/dt-Signal zusammenfällt. Der größte Teil dieser Strahlung kommt aus der Gegend der Anode, wird also von schnellen Elektronen ausgelöst, die auf die Anode prallen. Aber auch das Plasma selbst gibt Röntgenstrahlung ab (Bremsstrahlung), d.h. die Elektronen müssen offenbar bereits in der Nähe der Kathode stark beschleunigt werden.

Typische Zeitverläufe von dI/dt, U_{pl} und $I_{Röntgen}$ sind in Abb. 3.2 dargestellt. Die Zeitauflösung beträgt in allen drei Fällen ca. 20 ns; Rogowskispule und Spannungsteiler sind für diesen Zeitbereich passend ausgelegt.

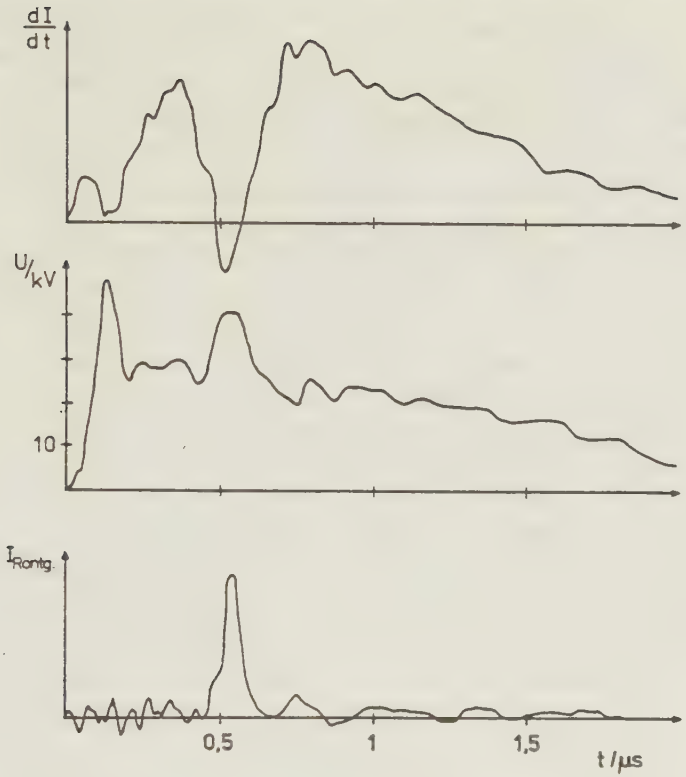


Abb. 3.2

Zeitableitung des Entladungsstromes, Spannung zwischen den Elektroden und Signal einer im Röntgenbereich empfindlichen pin-Diode als Funktionen der Zeit

Die folgende Darstellung der Vorgänge im Plasma gibt eine mögliche Erklärung der beobachteten Phänomene:

Zu Beginn der Hauptentladung fließt der Strom zunächst nur in einer Randschicht in Wandnähe (Skineffekt). Während dieser Phase kann wegen des geringen Querschnitts die Driftgeschwindigkeit schnell den Schwellwert für die Buneman-Instabilität überschreiten. Der erste kleine Einbruch im dI/dt-Signal sowie das zugehörige Spannungsmaximum sind möglicherweise auf das Auftreten dieser Instabilität zurückzuführen. Amagishi et al. (1977) haben zu frühen Zeiten ihrer Entladung starke Mikrowellenemission beobachtet, für die sie eine Zweistrominstabilität als Ursache annehmen. Die Elektronen werden so weit aufgeheizt, bis $(2kT_e/m_e)^{1/2} v_d$ wird; nun ist auch $T_e/T_i >> 1$. Wegen der geringen Leitfähigkeit und der daraus resultierenden großen Skintiefe dürfte der Strom inzwischen bis zur Mitte des Plasmas eingedrungen sein. Durch den größeren Querschnitt dauert es einige Zeit, bis

$$v_d = \frac{I}{\pi r_{pl}^2 n_e e} > c_s = (kT_e/m_i)^{1/2} \qquad (3.3)$$

erfüllt ist und eine ionenakustische Instabilität einsetzt. Auch diese Hypothese wird unterstützt durch die Untersuchungen von Amagishi et al. (1977), die mit Mikrowellenstreuung große Felder mit Frequenzen unterhalb von ν_{pi} etwa zur Zeit der Stromeinsattelung nachwiesen. Infolge des stark erhöhten Plasmawiderstands entsteht ein großer Spannungsabfall, der zur Ausbildung eines großen Kathodenfalls führt und damit auch zur Entstehung eines Elektronenstrahls (Karchevskii et al. 1969). Da T_i jetzt schneller zunimmt als T_e, ist die Bedingung für die Anregung ionenakustischer Wellen bald nicht mehr erfüllt. In unserem Experiment wird - ebenso wie bei Amagishi et al. (1977) - der nach der Aufheizung wesentlich höhere Schwellwert nicht noch einmal überschritten. Bei Robertson et al.

(1973) dagegen stellt sich ein "Spiking" ein. Mondelli und Ott (1974) konnten durch numerische Rechnungen das Zeitverhalten auch theoretisch begründen. Sie geben als typische Dauer einer einzelnen Aufheizphase 50 ns an.

Der geschilderte Ablauf läßt sich zwar in unserem Fall nicht Punkt für Punkt durch Messungen belegen, die Ähnlichkeit mit anderen Turbulenzexperimenten ist aber so groß, daß Analogieschlüsse zulässig sein sollten.

Ein ernstzunehmender Einwand wäre die Vermutung, daß makroskopische Plasmabewegungen für das beobachtete Verhalten verantwortlich seien, etwa ein schneller Pinchvorgang mit nachfolgenden Instabilitäten. Dem ist entgegenzuhalten, daß Streakkameraaufnahmen an einer früheren Version dieser Anlage (Wiegart 1977) erst zu späten Zeiten der Entladung eine leichte Kompression zeigen und daß ein Wandkontakt, wie er dem Aufbrechen der Plasmasäule folgen müßte, erst viel später zu beobachten ist, wie das Zeitverhalten von Siliziumlinien zeigt. Außerdem sollte das Spannungssignal dann anders aussehen.

Die wichtigsten Plasmaparameter - Elektronendichte und Elektronen- und Ionentemperatur - sind in unserem Experiment leider nicht direkt meßbar, da die üblichen Verfahren nicht anwendbar sind.

Für eine Messung der Elektronendichte kämen prinzipiell Mikrowelleninterferometrie, Langmuirsondenmessungen, Bestimmung der Starkverbreiterung geeigneter Spektrallinien sowie Thomsonstreuung in Betracht.

Dullni (1978) hat bei seiner Untersuchung der Vorentladung auch Cutoff-Messungen mit 8mm-Mikrowellen durchgeführt und festgestellt, daß die Cutoff-Dichte von $1{,}5 \cdot 10^{13} cm^{-3}$ bei typischen Versuchsbedingungen (1,33 Pa He, kein Magnetfeld) nach 60 - 70 µs wieder

unterschritten wird. Die Anfangsdichte der Hauptentladung ist somit $1...1{,}5 \cdot 10^{13} cm^{-3}$ je nach Verzögerungszeit. Für eine interferometrische Dichtebestimmung insbesondere zu späten Zeiten wäre eine 2mm-Mikrowellenausrüstung erforderlich gewesen, die aber nicht zur Verfügung stand. Sondenmessungen schieden wegen der kurzen Zeitskalen und wegen der unvermeidlichen Störung des Plasmas aus. Die Starkverbreiterung kommt für den vorliegenden Dichtebereich nur für wenige Linien in die Größenordnung von Doppler- und Apparatebreite. Zum einen handelt es sich um Heliumlinien, bei denen das obere Niveau entartet ist (z.B. $10^3D - 2^3P$ bei 355,4 nm), zum anderen um Wasserstofflinien (H_δ). Die in Frage kommenden Heliumlinien treten jedoch unter den gegebenen Bedingungen praktisch nicht auf. Beimischungen von Wasserstoff verändern Temperatur- und Dichteverlauf erheblich, da die Wasserstoffatome wesentlich leichter zu ionisieren sind als die Heliumatome. Die Thomsonstreuung schließlich bringt bei geringen Dichten so große Falschlichtprobleme mit sich, daß selbst bei einem aufwendigen Blendensystem in einer großvolumigen Entladung die Grenzen dieser Meßtechnik erreicht werden (Lins 1980). Die Geometrie unseres Experiments macht die Anwendung des Verfahrens daher von vornherein unmöglich.

Spektroskopische Verfahren zur Messung der Elektronentemperatur sind aus ähnlichen Gründen nicht einsetzbar; eine ausführliche Begründung dazu wurde bereits von Dullni (1978) gegeben.

Einen Anhaltspunkt für den ungefähren Dichteverlauf liefert die Zeitabhängigkeit der Emission von HeI- und HeII-Linien, die für einen Fülldruck von 4 Pa in Abb. 3.3 dargestellt ist.

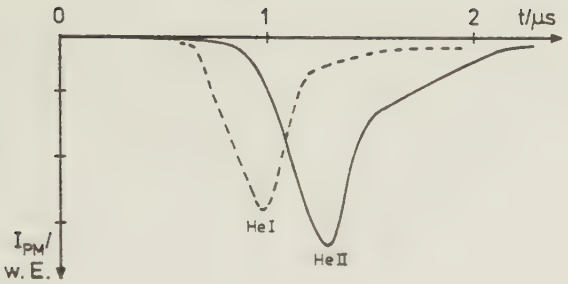


Abb. 3.3

Photomultipliersignale für die Linien
492,2 nm (HeI) und 468,6 nm (HeII)

Da bei den nach der turbulenten Heizung zu erwartenden hohen Temperaturen Ionisations- und Anregungsquerschnitte nur noch schwach temperaturabhängig sind, läßt sich die Entwicklung von Neutralteilchen- und Elektronendichte näherungsweise beschreiben durch

$$\frac{dn_e}{dt} = -\frac{dn_n}{dt} = S\, n_e n_n \qquad (3.4)$$

$$n_e + n_n = n_o$$

S - Ionisationsratenkoeffizient

n_o - Gesamtdichte der Heliumatome und -ionen
(Doppelte Ionisierung wird vernachlässigt.)

(3.4) hat die Lösung:

$$n_e = n_{eo} \frac{\exp\{S n_o t\}}{(n_{eo}/n_o)(\exp\{S n_o t\} - 1) + 1} \qquad (3.5)$$

Die Intensität der HeI-Linie folgt im wesentlichen dem Produkt aus Neutralteilchendichte und Elektronendichte und sollte daher bei $n_e=n_n=n_o/2$ ihren Maximalwert annehmen. Für den bei den meisten Profilmessungen verwendeten Fülldruck von 1,33 Pa (10 mTorr) tritt dieses Maximum je nach Verzögerungszeit 1...1,8 µs nach Zünden der Hauptbatterie auf. Zu dieser Zeit sollte die Elektronendichte ca. $6 \cdot 10^{13}$ cm^{-3} sein. Der Gleichung (3.5) kann man somit einen Wert für S entnehmen und ihn mit tabellierten Werten (Lotz 1966) vergleichen. Man findet auf diese Weise eine Elektronentemperatur von 40...70 eV. Ein Indiz für eine hohe Elektronentemperatur ist auch das Auftreten der O VI - Linie bei 381,1 nm (Anregungsenergie 82,6 eV) nach 1,5 µs.

Angesichts der groben Vereinfachungen sind die Dichtewerte allenfalls auf einen Faktor 2 genau, die Temperaturen sind zeitliche Mittelwerte. Gleichung (3.4) wird ungültig zu späten Zeiten, sobald auch doppelte Ionisation eine Rolle zu spielen beginnt.

Theoretisch lassen sich auch aus den relativen Besetzungsdichten von HeI-Niveaus Rückschlüsse auf Elektronendichte und -temperatur ziehen (Rechnungen von Drawin (1964), Brenning (1979), Fujimoto (1979), Hess und Burrell (1979) und Srivastava und Ghosh (1981)). Die Einstellzeiten für einige der beteiligten Niveaus sind aber so lang, daß die Modellrechnungen hier nicht zutreffen. Der Zustand 4^1D z.B. erreicht maximal eine Besetzungsdichte um $10^9 cm^{-3}$, während man nach Drawin (1964) nur $10^4 cm^{-3}$ erwartet. Auch Dullni (1978) hat große Abweichungen festgestellt.

Nur die Ionentemperaturen lassen sich im Prinzip direkt ermitteln, da für die 468,6 nm - Linie von He II Dopplerverbreiterung der bei weitem dominierende Verbreiterungsmechanismus ist. (Die Starkhalbwertsbreite liegt nach Griem (1964) unter 0,01 nm.) Aus den in

Abb. 3.4 dargestellten Profilen ist ersichtlich, daß sich die Ionentemperatur nicht ohne weiteres aus der Halbwertsbreite ergibt. Zu einer bestimmten Zeit findet offenbar eine Kompression statt, die zu Dopplerpeaks auf den Linienflügeln führt. Aber auch zu den übrigen Zeiten erhält man keine Gauhprofile, sondern eher Profile, die für die Überlagerung zweier Maxwellverteilungen typisch sind. Bei 1500 ns, also zu einer Zeit, zu der auch noch HeI-Emission beobachtet werden kann, beträgt die Temperatur der kälteren Komponente 15...20 eV. Dieser Wert mag für ein Turbulenzheizungsexperiment gering erscheinen, aber es ist zu bedenken, daß im Unterschied zu anderen Heizexperimenten die Verluste zu den Wänden und zu den Enden groß sind und man daher nur bis zu einer kurzen Zeit nach dem dI/dt-Einbruch mit sehr hohen Temperaturen rechnen kann.

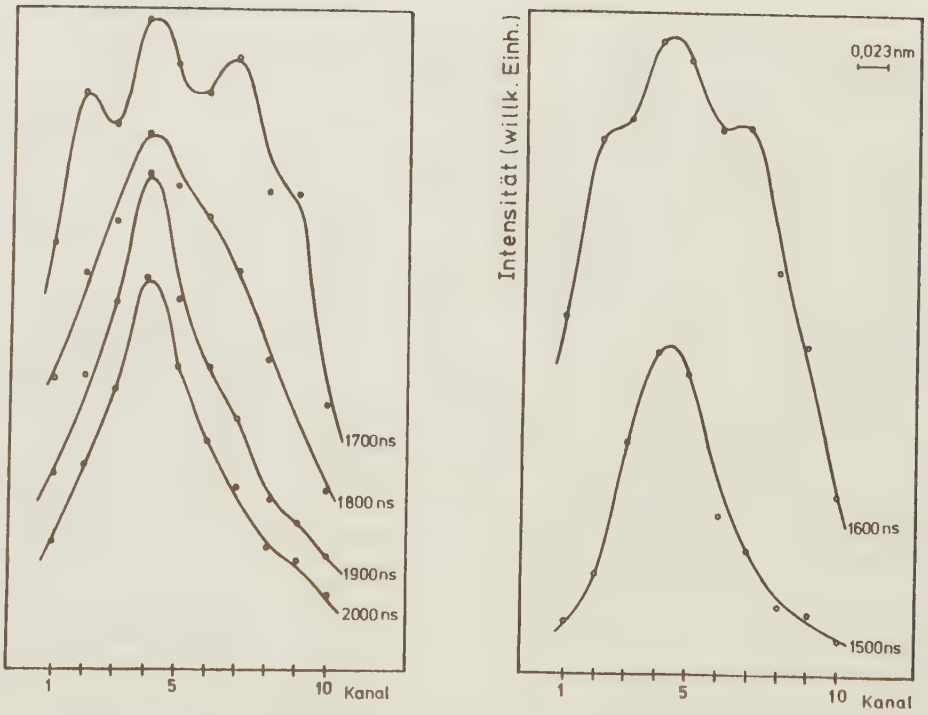


Abb. 3.4

Typische zeitliche Entwicklung des Profils der HeII-Linie bei 468,6 nm während eines einzelnen Entladungsvorgangs, gemessen mit 10fach - Spalt und 10 Photomultipliern

3.2.2 Messung von Linienprofilen

3.2.2.1 Vergleich von Detektoren

Da eine gewisse Unreproduzierbarkeit bereits im Wesen der Turbulenz liegt, erwartet man das größte Maß an Information aus Messungen, die ein ganzes Linienprofil bei einem einzigen Schuß liefern können. Daher bieten sich auf den ersten Blick "optische Vielkanalanalysatoren" für diesen Zweck an.

Für unsere Untersuchungen stand ein "OSA 500" - Gerät der Firma B&M Spektronik zur Verfügung. Der Detektor ist hierbei eine SIT (Silicon Intensified Target) - Vidikonkamera. Den Eingangsteil bildet ein invertierender Bildverstärker, bei dem die Phosphorschicht durch ein dünnes Siliziumplättchen mit einer dichten Anordnung von pn-Übergängen ersetzt ist. Die in der Photokathode ausgelösten Elektronen werden mit einer Spannung von 9 kV beschleunigt und bewirken im Halbleitermaterial die Bildung von Elektronen-Loch-Paaren. Um diesen Effekt quantitativ meßbar zu machen, nutzt man die Sperrschichtkapazität der Dioden aus. Ein Elektronenstrahl überstreicht ständig zeilenweise die Diodenmatrix, so daß ohne Photoelektronen die Dioden in Sperrrichtung auf etwa 7V geladen werden. Eine Belichtung der Photokathode führt dann zu einer teilweisen Entladung der Dioden, da die Elektronen und Löcher die Ladung der Sperrschichtkapazitäten vermindern. Beim anschließenden Aufladevorgang ist der Ladestrom proportional zur Zahl der registrierten Photonen. Über einen Vorverstärker und einen Analog-Digital-Wandler werden die Signale so aufbereitet, daß sie in einem Halbleiterspeicher festgehalten werden können.

In Verbindung mit einem 1m-Monochromator (Spex), dessen Gitter in zweiter Ordnung benutzt wird (2400 Striche/mm, Blazewellenlänge 1000 nm), erreicht man bei einer Eingangsspaltbreite von 50 µm eine Apparatebreite von ca. 0,03 nm - ein Wert, der gerade noch als ausreichend für Profilmessungen z.B. der HeI-Linie bei 492,2 nm angesehen werden kann. Die Breite stammt zum Teil vom Übersprechen benachbarter Kanäle; einer Kanalbreite (25 µm) entspricht nur ein Wellenlängenintervall von 0,008 nm.

Ein Bereich aus der Mitte des Plasmas wird im Verhältnis 1:1 mit zwei Achromaten (f = 400mm) auf den Eintrittsspalt des Monochromators abgebildet.

Die Daten werden über ein Lichtleiterkabel seriell auf einen Minicomputer (PDP 11/04) gegeben und dort weiter verarbeitet. Zum einen wird der Dunkelstrom subtrahiert, der durch die thermisch bedingte Entladung der Dioden entsteht; zum andern wird ein Kalibrierspektrum, das mit einer Wolfram-Band-Lampe aufgenommen wurde, berücksichtigt, damit unterschiedliche Kanalempfindlichkeiten die Meßergebnisse nicht verfälschen.

Da die Entwicklung des Plasmas sehr schnell vor sich geht, darf das Licht nur über einen kurzen Zeitraum aufgesammelt werden. Nach den Vorstellungen des Herstellers soll dies durch Anlegen eines Hochspannungspulses (1...1,5 kV) an die Fokussierelektrode des Bildverstärkerteils im SIT-Vidikon bewirkt werden.

Mit dem beschriebenen Meßsystem machten wir folgende Erfahrungen:

1) Die maximale Empfindlichkeit (gemessen mit einer Wolfram-Band-Lampe als Absolutkalibrierquelle) liegt für die vorhandene Vidikonröhre mit 1 Count/30 Photonen um einen Faktor zwei unter den Herstellerangaben. Im nahen UV-Bereich (z.B. He II 320,3 nm) betrug die Abweichung sogar mehr als eine Größenordnung.

2) Die im Falle geringer Intensitäten empfohlene Kühlung der Kamera (-40°C) wirkt sich eher negativ aus. Thermische Effekte werden zwar reduziert, gleichzeitig steigt aber die Zahl der zum Auslesen benötigten Abtastvorgänge beträchtlich (128 statt 8), was ein schlechteres Signal/Rausch-Verhältnis zur Folge hat als bei ungekühltem Betrieb. Hinzu kommt, daß die schon bei Raumtemperatur nicht unerheblichen Nichtlinearitäten (Staerk et al. 1981) sich bei Kühlung verstärken. Ursache hierfür ist die Tatsache, daß die endliche Zeit, die zum Umladen einer Diode benötigt wird, von der Ladung der Diode abhängt. Kanäle mit hoher Intensität werden schneller wieder aufgeladen. Da bei den niedrigen Temperaturen die Targetinformation sehr lange erhalten bleibt, wird ein gemessenes Linienprofil scheinbar von Schuß zu Schuß breiter (Abb. 3.5). Außerdem gibt es Schwierigkeiten bei der Subtraktion des Dunkelstroms, der bei aufeinanderfolgenden Auslesevorgängen nicht mehr gleich groß ist.
3) Der Pulsbetrieb hat unerwünschte Folgen, die zu einer großen Einschränkung des Anwendungsbereichs führen. Da die Fokussierelektrode mit einem Hochspannungspuls angesteuert wird, ist es unvermeidlich, daß jede Abweichung der Pulsform von einem Rechteck sich negativ auf das Apparateprofil auswirkt. Bei kurzen Pulsdauern (z.B. 100 ns mit PAR-Pulser 1211) tritt eine vom Targetort abhängige Asymmetrie des Profils, ein ebenfalls über das Target variierender Untergrund und eine Änderung der Kanalempfindlichkeiten auf (Albrecht et al. 1978). Abhilfe brächte hier wohl ein zusätzlicher optischer Schalter (Albrecht et al. 1978), der aber

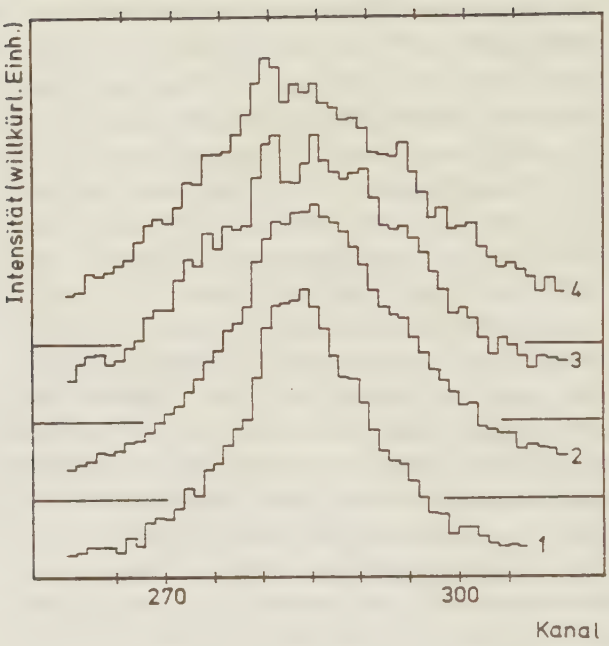


Abb. 3.5

Die Abbildung zeigt in linearer Auftragung vier Spektren der HeII-Linie bei 468,6 nm aus vier aufeinanderfolgenden Entladungen, aufgenommen mit dem OSA-System bei gekühlter Kamera; die Spektren, die eigentlich bis auf statistische Abweichungen übereinstimmen müßten, werden vom ersten (1) bis zum letzten (4) deutlich breiter.

auch wieder zu Intensitätseinbußen führen würde, die in unserem Falle nicht tragbar wären. Ein weiterer Nachteil ist das Auftreten einer periodischen Struktur des Untergrundes, die selbst bei Subtraktion eines ebenfalls mit Pulser aufgenommenen Dunkelstromspektrums nicht ganz verschwindet (Abb. 3.6). Um Satellitenlinien sicher identifizieren zu können, sollte man nur solche relativen Intensitätsmaxima berücksichtigen, die mindestens um einen Faktor drei größer sind als die Untergrundschwankungen (I >100 Counts). Bei schwachen Linien ($I_{max} \simeq$ 1000 Counts) reduziert sich damit das ausnutzbare dynamische Verhältnis auf 10, d.h. es ist unmöglich, Satelliten mit relativen Intensitäten im Prozentbereich zu finden. Zwar konnten wir einen besseren Pulser bauen, der statt mit Pentoden mit Krytrons in der Endstufe arbeitet und rund viermal schnellere Anstiege als der PAR-Pulser liefert, aber ein großer Teil der Probleme ist eher vom Prinzip bedingt als von einer einzelnen Komponente des Systems.

Die festgestellten Nachteile der Profilmessung mit einem SIT-Vidikon sind nicht an ein bestimmtes Gerät gebunden; daher ist der Einsatz optischer Vielkanalsysteme bei Messungen zum HF-Starkeffekt nicht empfehlenswert, in unserem Fall wegen der geringen Intensität sogar praktisch unmöglich.

Eine weitere Möglichkeit für Einzelschußmessungen bieten Mehrfachglasfaserspalte in Verbindung mit Photomultipliern. Gegenüber OSA- bzw. OMA-Systemen haben sie den Vorzug, auch den zeitlichen Verlauf bei einem einzelnen Schuß zu registrieren, allerdings bei einer kleineren Zahl von Wellenlängen.

Im vorliegenden Experiment wurde ein Zehnfachspalt mit 50 µm Breite/Spalt zusammen mit zehn Photomultipliern des

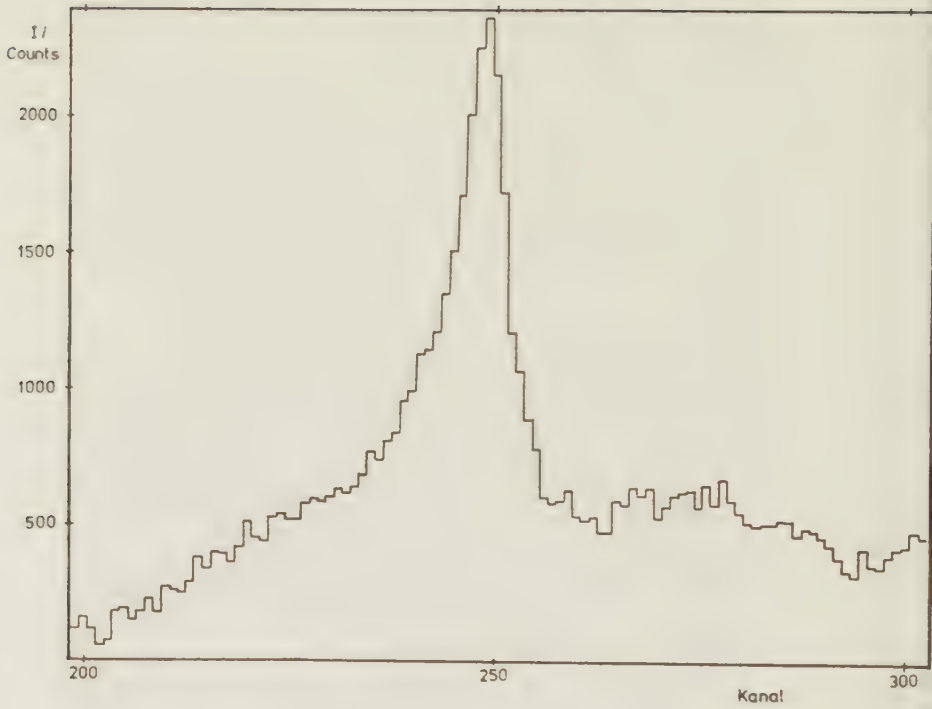


Abb. 3.6

Dieses Profil der HeI-Linie bei 492,2 nm ist ein Beispiel für die unzureichende Dunkelstromkorrektur des OSA-Systems bei Pulsbetrieb. (Eine Kanalbreite entspricht 0,008 nm; die Wellenlänge nimmt mit steigenden Kanalnummern ab.)

Typs 4526 (RCA) benutzt. In der gleichen optischen Anordnung wie beim OSA-System beträgt die Halbwertsbreite eines Kanals 0,0215 nm ± 7%.

Die relative Kalibrierung der Kanalempfindlichkeiten wurde statisch (mit Wolfram-Band-Lampe) und dynamisch durchgeführt. Bei der dynamischen Messung wurde der Monochromator bei großer Spaltbreite in nullter Ordnung betrieben. Da das Experiment selbst als Lichtquelle diente und da durch ein Interferenzfilter nur die 492,2 nm - Linie von HeI ausgefiltert wurde, hatte das Signal den gleichen Zeitverlauf wie bei den Profilmessungen. Statische und dynamische Kalibrierung stimmten bis auf ca. 5% überein und haben damit im Rahmen der Fehlergrenzen dasselbe Ergebnis. Zur Sicherstellung der korrekten zeitlichen Zuordnung wurden Nadelpulse, die von einem Quarzoszillator abgeleitet waren, auf jede Oszillographenspur gegeben.

Bei genügender Intensität ist diese Meßanordnung gut geeignet für Profilmessungen (siehe z.B. He II in Kapitel 3.1). Für die HeI-Linie bei 492,2 nm jedoch reichte die Empfindlichkeit nicht ganz aus, da einmal ein Spaltpaket gegenüber einem Einzelspalt einen Verlust von ca. 50% hat und da außerdem die Multiplier sehr unterschiedlich waren in der Empfindlichkeit, in der maximal möglichen Betriebsspannung und im Rauschverhalten.

Die meisten Messungen wurden daher auf einer Schuß-zu-Schuß-Basis mit dem besten verfügbaren Photomultiplier durchgeführt. Zur weitgehenden Elimination statistischer Schwankungen wurden meistens 8-10 Entladungen/Meßpunkt ausgewertet. Bei dieser Methode kann man im Unterschied zum Arbeiten mit Spaltpaket den Abstand der Meßpunkte kleiner als die Apparatebreite wählen, was bei schmalen Linien von Vorteil ist. Die statistischen Fehler (Standardabweichung des Mittelwerts) sind jeweils in den Zeichnungen angegeben, wobei aus Gründen der Über-

sichtlichkeit nur einige repräsentative Fehlerbalken eingezeichnet sind. Weitere zufällige Fehler (z.B. Schwankungen der Oszillographenempfindlichkeit, Ableseungenauigkeit) können als klein gegen den Fehler durch die Schuß-zu-Schuß-Statistik angenommen werden.

Auf die Möglichkeit, die Empfindlichkeit des OSA-Systems durch Vorschalten eines Bildverstärkers mit gepulster Mikrokanalplatte zu erhöhen und die Nachteile des Pulsbetriebs zu vermindern, wurde angesichts der geringen Intensitäten verzichtet, da wegen der S20-Kathode des zur Verfügung stehenden Bildverstärkers die Quantenausbeute unter der des verwendeten Photomultipliers geblieben wäre und somit der Zuwachs an Verstärkung nicht zu einem besseren Signal/Rausch-Verhältnis geführt hätte.

3.2.2.2 Interpretation der Profilmessungen

Bei der Deutung von gemessenen Linienprofilen mit Satelliten muß äußerst sorgfältig vorgegangen werden, um bei der Komplexität der Strukturen Fehlinterpretationen zu vermeiden.

Abb. 3.7 zeigt ein typisches Profil der HeI-Linie bei 492,2 nm für folgende Bedingungen: t = 1,5 µs, radiale Beobachtung, Hauptbatteriespannung 40 kV, kein externes Magnetfeld, Verzögerungszeit zwischen Vor- und Hauptentladung 80 µs, Fülldruck 1,33 Pa (≈10 mTorr) Helium. Wie man sieht, sind die Linie selbst und ihre verbotene Komponente deutlich strukturiert. Wegen der nicht räumlich aufgelösten Beobachtung ist zu erwarten, daß turbulente und nicht-turbulente Bereiche zur Emission beitragen, so daß die Intensität eines Satelliten relativ zur Hauptlinie nicht ohne weiteres als Maß für die Feldstärke betrachtet werden darf. Daß die optische Dicke keine Rolle spielt, wurde experimentell durch Vergleich der Intensitäten mit und ohne Spiegel hinter der Beobachtungszone überprüft.

Auf den ersten Blick ist in Abb. 3.7 kein eindeutiges Satellitenmuster zu erkennen. Es fragt sich daher, wie man die Interpretation eines solchen Profils zweckmäßigerweise angeht. Manche Autoren haben einen einfachen Weg beschritten, indem sie zu ihrer bekannten mittleren Elektronendichte entsprechende "Satelliten" im Profil suchten und den übrigen Strukturen keine Beachtung schenkten. Dies kann sicherlich nicht als eine adäquate Methode zu einer einwandfreien Interpretation angesehen werden.

Zunächst einmal muß abgeschätzt werden, welche Theorie am ehesten anwendbar ist, damit man weiß, ob das Augenmerk auf Einbrüche im Profil ("Dips") oder auf Erhebungen ("Satelliten") zu richten ist. In unserem Fall nehmen wir an, daß wegen der geringen Dichten die Breite der Frequenz-

spektren und damit auch die Breite eventuell auftretender Dips klein gegen die Apparatebreite bleibt; wir werden später auf diesen Punkt zurückkommen und eine detaillierte Begründung geben. Unsere Interpretation wird daher auf der Grundlage der Theorie von Hicks, Hess und Cooper (1972) erfolgen.

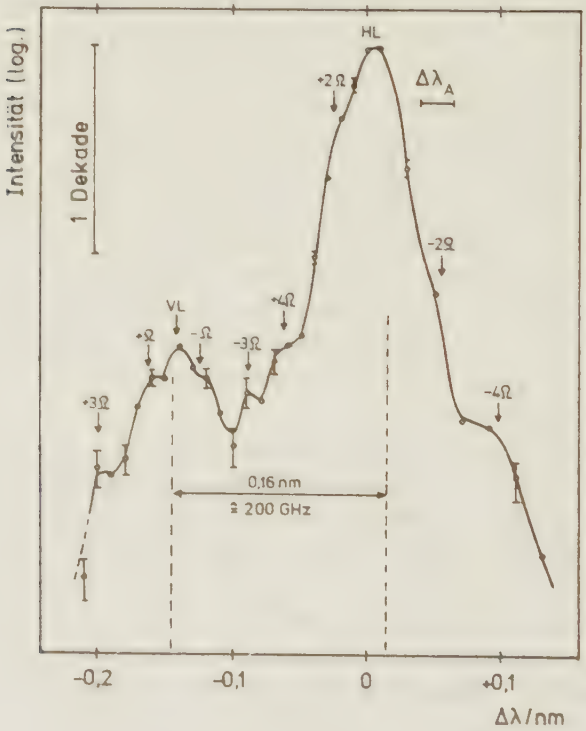


Abb. 3.7

Profil der HeI-Linie bei 492,2 nm 1,5 µs nach Beginn der Hauptentladung; Verzögerungszeit zwischen Vor- und Hauptentladung 80 µs; Fülldruck 1,33 Pa Helium

Wenn die Strukturen durch HF-Starkeffekt hervorgerufen werden und wenn nicht gleichzeitig in zwei verschieden dichten Bereichen Langmuirwellen angeregt sind, sollte eine einzige Frequenz existieren, für die die diversen Peaks gerade ein Satellitenmuster nach der in Abschnitt 2.2.1 dargestellten Theorie bilden. Diese Frequenz ist einfach zu ermitteln, da sowohl für die erlaubte als auch für die verbotene Komponente der Abstand zweier aufeinanderfolgender Satelliten stets 2Ω ist. Im Fall des in Abb. 3.7 gezeigten Spektrums findet man den Wert 22,1 GHz (±5%). Die Zentren der Satelliten der verbotenen und der erlaubten Linie weisen betragsmäßig dieselben Verschiebungen gegenüber den ungestörten Positionen auf, was als Hinweis auf die Richtigkeit der Zuordnung zu werten ist. Legt man für den ungestörten Abstand der Niveaus die Werte von Martin (1973) zugrunde ($\Delta\nu$=163GHz→$\Delta\lambda$=0,1316nm), dann beträgt die Verschiebung 17,7 GHz pro Linie. Falls das hochfrequente Feld die einzige Ursache für diese Verschiebung ist, muß die Effektivfeldstärke nach den numerischen Rechnungen 6 ± 0,7 kV/cm betragen. Die Ungenauigkeit resultiert zum Teil aus der Unkenntnis der Richtungsverteilung der turbulenten Felder, da bei einer isotropen Amplitudenverteilung die m-Komponenten anders in die Linienverschiebung eingehen als bei einem linear polarisierten Feld. Eine Polarisationsmessung zur Klärung dieser Frage war aber aus Intensitätsgründen nicht möglich. Die beobachteten Satelliten höherer Ordnung deuten eher auf eine noch etwas höhere Feldstärke hin bzw. auf das Vorliegen einer Feldstärkeverteilung. Eine exakte Übereinstimmung zwischen numerisch berechnetem und tatsächlich gemessenem Profil anzustreben, ist nicht sinnvoll, da keine der Theorien alle auftretenden Einflüsse gleichzeitig quantitativ beschreiben kann. Schon die simultane Anregung nieder- und hochfrequenter Wellen etwa gleicher Feldstärke ist nicht mehr mit dem Formalismus von Hicks, Hess und Cooper (1972) zu behandeln, es sei denn, die Zeitabhängigkeit des nieder-

frequenten Anteils würde gänzlich vernachlässigt; aber selbst dann wäre der Rechneraufwand reichlich groß. Außerdem bringt die größere Zahl von Parametern (Richtungs- und Amplitudenverteilung der Felder) unter Umständen neue Ungenauigkeiten mit sich.

Die Höhe der verbotenen Linie selbst ist möglicherweise zum Teil auf niederfrequente Turbulenz zurückzuführen, ansonsten auf die quasistatischen Ionenfelder. Rückschlüsse auf die Elektronendichte aus dem Verhältnis der Intensitäten von erlaubter und verbotener Linie führen zu fragwürdigen Ergebnissen, da bei niederfrequenter Turbulenz der Wert zu hoch geschätzt wird, sonst aber - wegen der Emission der Hauptlinie auch aus dünneren Gebieten - eher zu niedrig.

Trotz der Konsistenz der Interpretation der gemessenen Strukturen als Satelliten wäre es theoretisch nicht ausgeschlossen, daß eine Störlinie oder sogar eine statistische Abweichung einen Satelliten vortäuscht. Störlinien sollten vornehmlich von Elementen stammen, die im Entladungsrohr vorhanden sind: Kupfer und Zink von den Elektroden, Silizium und Sauerstoff von den Wänden, Kohlenstoff aus dem Öldampf der Diffusionspumpe. Von diesen Störern hat nur CuII Linien im untersuchten Spektralbereich, die jedoch praktisch nur bei kleinen Elektrodenabständen auftreten (Wiegart 1977). Daß die FeI-Linie bei 492,05 nm keine Rolle spielt, beweist das Fehlen einer anderen Linie aus demselben Multiplett (495,76 nm). Die Bedeutung von Moleküllinien in diesem Zusammenhang wird in Abschnitt 4 ausführlich erörtert.

Satelliten zur Hauptlinie können auch vorgetäuscht werden durch Dopplerpeaks, die als Folge des Ladungstausches zwischen HeI und HeII entstehen. Diese Möglichkeit scheidet in unserem Fall aus, da die HeII-Profile erst zu späteren Zeiten solche Doppler-verschobenen Komponenten aufweisen.

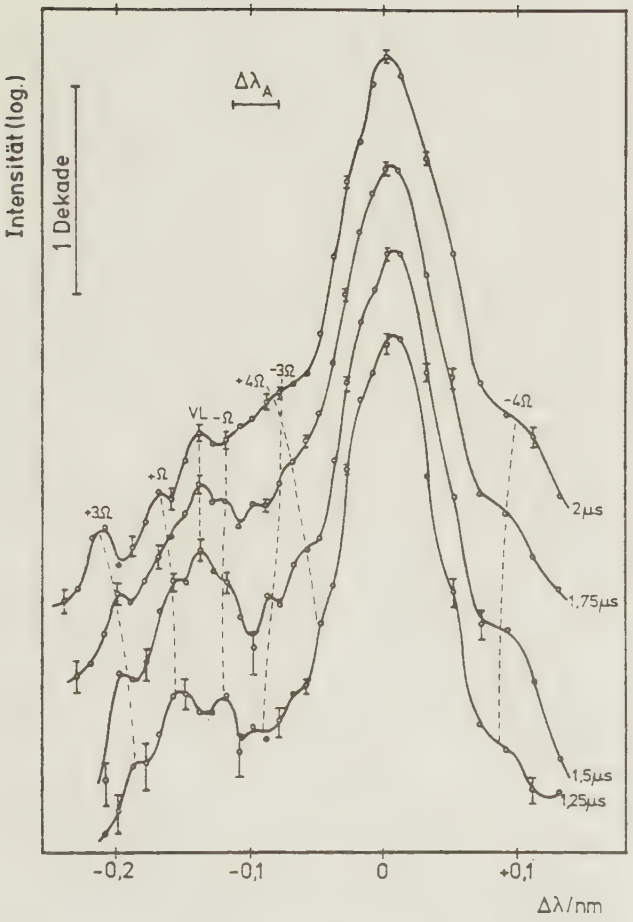


Abb. 3.8

Zeitliche Entwicklung des Profils
der HeI-Linie bei 492,2 nm
(Entladungsbedingungen siehe Abb. 3.7)

Der deutlichste Beweis, daß man es wirklich mit Satelliten und nicht mit Störlinien zu tun hat, ist die Veränderung des Satellitenmusters mit der Zeit bzw. mit der Elektronendichte. Abb. 3.8 läßt erkennen, daß die Frequenz von anfänglich 18 GHz ($\rightarrow 4 \cdot 10^{12} cm^{-3}$) innerhalb von 750 ns auf 28,3 GHz ($\rightarrow 10^{13} cm^{-3}$) anwächst. Diese Werte liegen deutlich unter den nach (3.5) abgeschätzten Dichten, so daß die Vermutung naheliegt, daß die Langmuirwellen in Randschichten angeregt werden.

Auch bei einer Veränderung von Parametern ist ein Unterschied in den Profilen zu beobachten. Das Spektrum in Abb. 3.9 wurde bei einer von 80 µs auf 70 µs herabgesetzten Verzögerung zwischen Vor- und Hauptentladung aufgenommen, d.h. bei einer größeren Anfangsdichte. Jetzt lassen sich die Anteile aus verschiedenen Raumbereichen besser unterscheiden, weil die Verschiebung so groß ist, daß eine zweite Hauptlinie und eine zweite verbotene Linie hervortreten. Die Satelliten liegen passend zu den verschobenen Anteilen, wobei der "nahe" Satellit ($-\Omega$) von der anderen verbotenen Linie verdeckt wird. Die Verschiebung paßt - wenn sie allein vom hochfrequenten Feld herrührt - zu einer Effektivfeldstärke von 9,5±0,7 kV/cm. Bei Betrachtung der Zeitentwicklung (Abb. 3.10) stellt man fest, daß die Frequenz des HF-Feldes fast konstant bleibt ($26{,}2\ GHz \rightarrow 7 \cdot 10^{12} cm^{-3}$). Offenbar beruht also das Anwachsen der verbotenen Linie VL2 nicht auf einem Dichteanstieg, sondern vielmehr auf niederfrequenten Wellenfeldern, die auch zur Shift beitragen; die angegebene Feldstärke der HF-Felder ist daher als obere Grenze anzusehen. Die Satelliten verschieben sich eindeutig mit den Komponenten HL2 und VL2, d.h. die Zeitentwicklung rechtfertigt die Zuordnung dieser Linien zum turbulenten Bereich.

Im Anhang sind weitere Meßergebnisse zusammengefaßt, die ebenfalls die Existenz turbulenter Felder belegen, die aber (z.B. wegen der Mittelung über einen großen Raumbereich bei axialer Beobachtung) für sich betrachtet

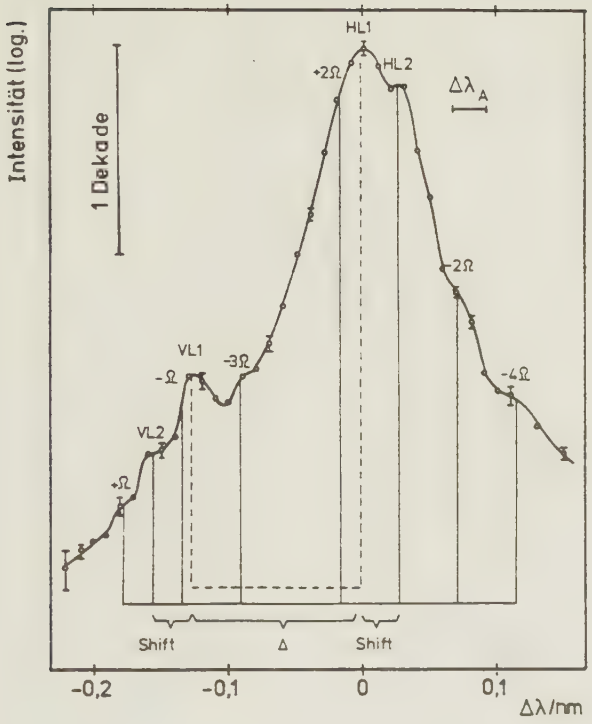


Abb. 3.9

Profil der HeI-Linie bei 492,2 nm für t = 1,25 µs bei kleinerer Verzögerungszeit zwischen Vor- und Hauptentladung (70 µs)

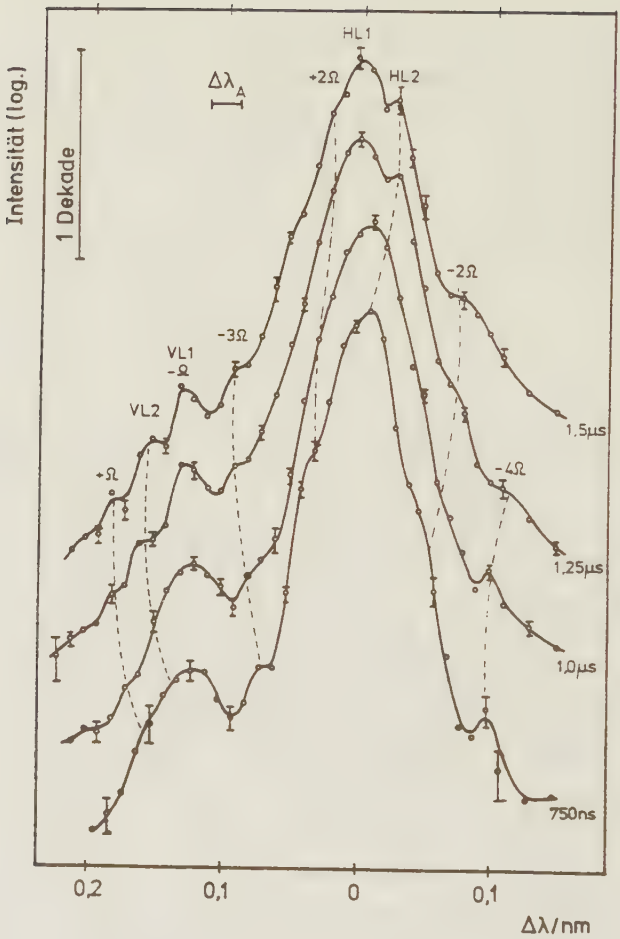


Abb. 3.10

Zeitliche Entwicklung des Profils der HeI-Linie bei 492,2 nm
(Entladungsbedingungen siehe Abb. 3.9)

kein so geschlossenes Bild ergeben wie die hier besprochenen. Bei einer oberflächlichen Interpretation könnten in einigen dieser Fälle $\pm 3\Omega$-Satelliten als $\pm\Omega$-Satelliten gedeutet werden, weil die Auflösung im Bereich der verbotenen Linie die Trennung der Strukturen nicht zuläßt. Erst die Gesamtheit der Profilmessungen schafft die nötige Klarheit.

Eine andere Kontrollmöglichkeit ist im Prinzip der Vergleich mit dem entsprechenden Übergang im Triplettsystem von HeI, nämlich 4^3D-2^3P bei 447,15 nm, wobei sich allerdings in dünnen Plasmen meistens die OII-Linie bei 446,94 nm störend auswirkt.

Satelliten der HeII-Linien sind wegen der großen Dopplerbreite nicht auflösbar.

Es bleibt zu erörtern, wie die Langmuirwellen mit den gemessenen Frequenzen zwischen etwa 18 und 28 GHz zustandekommen. Zunächst einmal ist die Feststellung wichtig, daß die Emission der HeI-Linien erst nach dem Einbruch des dI/dt-Signals beginnt und daß daher die ionenakustische Instabilität nicht spektroskopisch nachgewiesen werden kann. Insofern ist es nicht verwunderlich, daß die gemessenen Profile keinen Hinweis auf sehr große niederfrequente Felder liefern. Die Dichten, die aus den Satellitenpositionen berechnet werden können, liegen zu frühen Zeiten nahe bei der abgeschätzten Anfangsdichte, wachsen aber nur wenig an und bleiben wesentlich unter den nach Gleichung 3.5 zu erwartenden Werten. Die einfachste Schlußfolgerung ist, daß die Langmuirwellen in dünnen Randbereichen auftreten. Für den Anregungsmechanismus erscheint folgendes Modell plausibel: Im Kathodenfall werden Elektronen beschleunigt und dringen in das übrige Plasma ein. Ihre Geschwindigkeit reicht wegen des jetzt relativ geringen Spannungsabfalls zwischen den Elektroden nicht zur Anregung einer Zweistrominstabilität in den heißeren Bereichen aus. In einer kälteren Randschicht können aber hochfrequente

und - je nach dem Verhältnis Elektronendichte im Strahl/ Elektronendichte im Plasma - niederfrequente Instabilitäten angeregt werden (Wiegart 1977), wobei die größeren Wärmeverluste in einer wandnahen Schicht auch erklären könnten, warum die durch die Instabilität bewirkte Aufheizung die Anregung der Wellen nicht nach kurzer Zeit beendet. Zu diesem Modell paßt ebenfalls die Feststellung, daß die Dichte des turbulenten Bereichs mit steigender Anfangsdichte zunimmt.

Über das Spektrum der turbulenten Wellen kann hier experimentell nur die Aussage gemacht werden, daß $\Delta\nu << \nu_{pe}$ sein muß, da die Satelliten praktisch Apparatebreite haben. Nach Tsytovich (1977) konzentriert sich bei stationärer Langmuirturbulenz die Wellenenergie bei Wellenzahlen unterhalb von

$$k_* = \frac{1}{3\sqrt{2}\lambda_D}(T_i m_e/T_e m_i)^{1/2} \qquad \text{für } T_e \simeq T_i$$
$$\text{bzw. } k_* = \frac{1}{3\sqrt{2}\lambda_D}(m_e/m_i)^{1/2} \qquad \text{für } T_e >> T_i \quad . \tag{3.6}$$

Daraus folgt in beiden Fällen $k_*\lambda_D << 1$, d.h. es treten gemäß der Dispersionsrelation

$$\omega^2 = \omega_{pe}^2(1+3(k\lambda_D)^2) \tag{3.7}$$

nur Frequenzen in unmittelbarer Nähe der Elektronenplasmafrequenz auf, womit der experimentelle Befund hinreichend erklärt sein dürfte.

Für den Turbulenzgrad erhält man

$$\xi = \frac{\varepsilon_o E^2}{3 n_e k T_e} > 7 \ , \tag{3.8}$$

d.h. es muß auf jeden Fall eine überthermische Anregung vorliegen.

Vom Standpunkt des Anwenders der Diagnostikmethode ist die Frage von Interesse, warum in den Profilen die

von der Theorie her zu erwartenden "Dips" nicht gesehen wurden. Dazu ist zu sagen, daß wegen der geringen Frequenzbreite des Wellenspektrums stochastisch bedingte Dips unaufgelöst bleiben. Die Breite der durch Resonanzaufspaltung verursachten Dips läßt sich abschätzen und liegt ebenfalls unter der Grenze der Auflösbarkeit. Folglich liefert die Theorie von Hicks, Hess und Cooper (1972) die brauchbarste Annäherung an die tatsächlichen Verhältnisse. Bei höheren Dichten dagegen liegen oft ganz andere Bedingungen vor; in Z-Pinch-Experimenten wurden Dips bereits von Bertschinger (1980) sowie Oks und Rantsev-Kartinov (1980) gefunden und mit der Existenz von Langmuirwellen erklärt.

Der Nutzen der Diagnostikmethode konnte mit den hier vorgestellten Messungen einwandfrei demonstriert werden. Es sei noch einmal betont, daß eine erfolgversprechende Anwendung nur dann möglich ist, wenn folgende Punkte beachtet werden:

1) Für die Interpretation muß geklärt werden, welche Theorie im jeweiligen Parameterbereich näherungsweise gilt.
2) Das gesamte Profil muß konsistent erklärbar sein.
3) Die Zeit- und Parameterabhängigkeit lassen eine Unterscheidung von Störeffekten und HF-Starkeffekt zu.

Unsere Messungen zeigen zugleich, daß Effekte wie räumliche Mittelung, mangelnde Auflösung und zu geringe Lichtintensität die Anwendbarkeit des Verfahrens stark einschränken können. Eine Modifikation der Diagnostikmethode scheint daher dringend geboten und wird in Kapitel 5 vorgestellt.

4. Die Bedeutung von Moleküllinien für Messungen zum HF-Starkeffekt

Im Verlauf der Messungen an der linearen Entladung erhob sich die Frage, ob nicht auch Moleküllinien Strukturen von der Art der beobachteten hervorrufen könnten. Diese Hypothese wurde aufgestellt von Drawin und Ramette (1978), die bei Profilmessungen der 447,15 nm - Linie von HeI eine Vielzahl von Peaks fanden, ohne sie mit dem HF-Starkeffekt in Verbindung bringen zu können. Da aber auch die bekannten He_2-Moleküllinien nur einen Bruchteil des Spektrums erklären konnten, vermuteten die Autoren, daß es sich um bislang unbekannte He_2-Linien (ausgehend von höheren Vibrationsniveaus) handelte. Drawin (1981) bezweifelt inzwischen die Richtigkeit fast aller veröffentlichten Messungen zum HF-Starkeffekt in turbulenten Plasmen.

Zwei Mechanismen sind im wesentlichen verantwortlich für die Bildung von Heliummolekülen im Plasma:

1) $He^* + He \rightarrow He_2^+ + e$ (4.1)
(Hornbeck und Molnar 1951)

2) $He^+ + 2He \rightarrow He_2^+ + He$ (4.2)
(siehe z.B. Deloche et al. 1976)

In beiden Fällen erfolgt die Rekombination in einen angeregten Zustand von He_2. Schon die Tatsache, daß die Bildungsrate im ersten Fall proportional zu n_{He}, im zweiten sogar zu n_{He}^2 ist, läßt eine Störung durch Moleküllinien bei niedrigen Fülldrucken (<<100Pa) unwahrscheinlich erscheinen. Trotzdem wurde sicherheitshalber eine experimentelle Überprüfung - zusammen mit Herrn Lins - durchgeführt (Wiegart et al. 1979). Sie lieferte die Bestätigung, daß in einer Niederdruck-Thetapinchentladung ebenso wie in dem linearen Turbulenzexperiment nicht ein-

mal die starke Bande $e^3\Pi_g \rightarrow a^3\Sigma_u^+$ vorhanden war, geschweige denn Moleküllinien bei 447 nm.

Selbst unter günstigen Bedingungen, d.h. in einer Entladung, die für die Anregung von Molekülen optimal ausgelegt ist (Stickstofflasergeometrie), erreicht die relative Intensität stärkerer Moleküllinien nahe der 447,15nm-Linie bei einem Fülldruck von 4 kPa nur den Wert $3{,}6 \cdot 10^{-3}$ bezogen auf die HeI-Linie (Abb. 4.1a). Die Umgebung der 492,2 nm - Linie ist unter diesen Bedingungen sogar ganz frei von Heliummoleküllinien (Abb. 4.1b). Setzt man statt des OSA-Systems einen Film ein und registriert einige tausend Entladungen, dann werden auch sehr schwache Linien sichtbar. Aber selbst dann gibt es keinerlei Anzeichen für das Auftreten bisher unbekannter He_2-Linien. Als Gründe für das Ausbleiben hoch angeregter Vibrationszustände kommen folgende Relaxationsprozesse in Frage (Bates 1979):

$$1)\quad He_2^+(v) + He \rightarrow He_2^+(v-\delta) + He \tag{4.3}$$

$$2)\quad He_2^+(v) + e + e \rightarrow He_2(v,n) + e$$
$$He_2(v,n) \rightarrow He_2^+(v-1) + e \tag{4.4}$$

Diese Prozesse laufen so schnell ab, daß He_2 praktisch nur in den untersten Vibrationszuständen erzeugt wird.

Für den größten Teil der mit Hilfe des HF-Starkeffekts bisher untersuchten Plasmen kann deshalb die Emission von He_2-Linien als vernachlässigbar angesehen werden. Auch die Strukturen bei Drawin und Ramette (1978) sind offenbar nicht auf He_2 zurückzuführen.

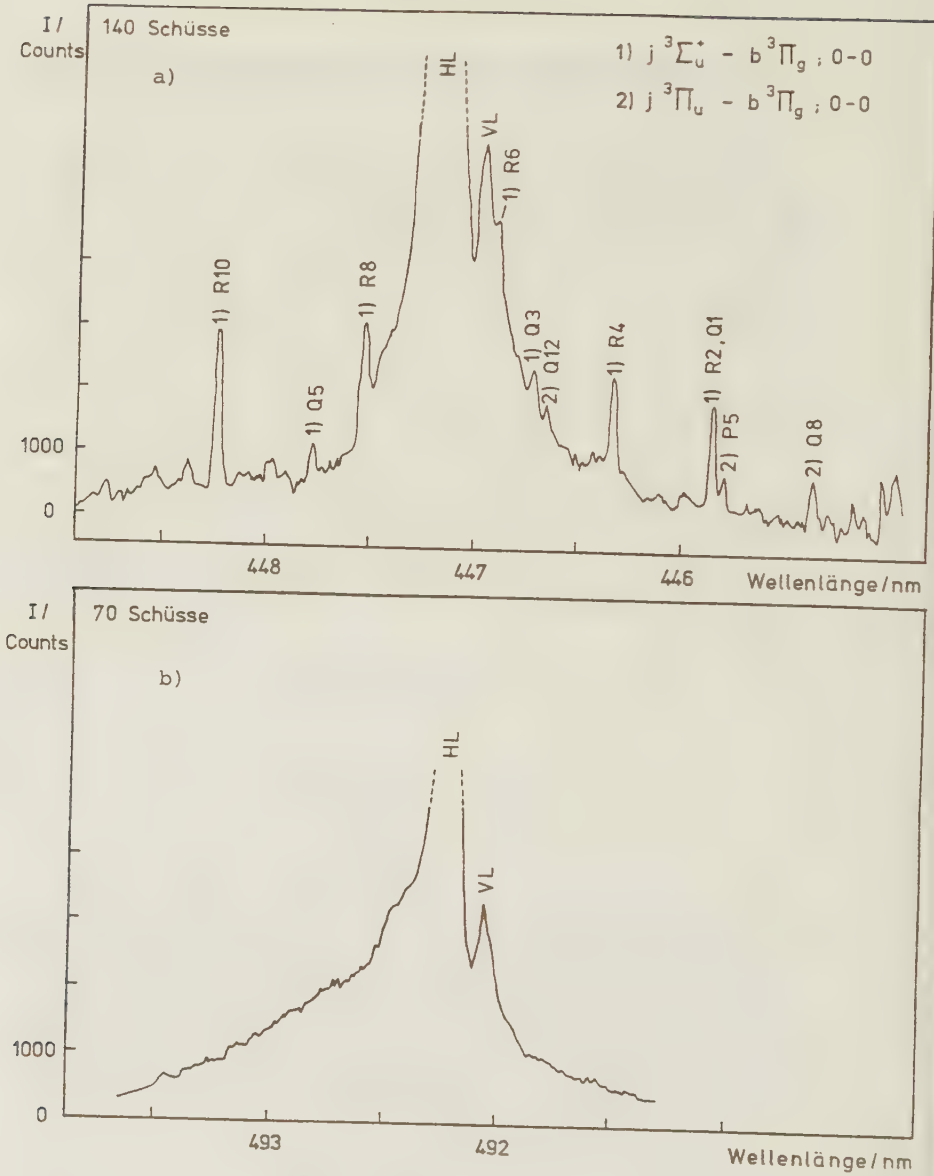


Abb. 4.1 a,b

a) He_2-Linien in der Umgebung von HeI 447,15 nm
b) HeI 492,2 nm unter denselben Bedingungen

Auf eine weitere mögliche Störquelle weisen Piel und Pinnekamp (1979) hin. Sie zeigen, daß H_2 als Verunreinigung Satelliten zur 492,2 nm - Linie vortäuschen kann. Dabei verwenden sie allerdings eine Hochfrequenzentladung, die unter anderen Bedingungen arbeitet als die üblicherweise untersuchten Experimente. So weisen denn auch Al-Shiraida et al. (1979) nach, daß die Argumentation in Bezug auf ihre Spektren nicht stichhaltig ist. Vor kurzem hat Piel (1981) noch einmal auf Probleme durch Molekülllinien bei Satellitenmessungen hingewiesen.

H_2 ist natürlich insofern ein gefährlicher potentieller Störer, als die Moleküle nicht erst im Plasma gebildet werden müssen. Aber das große Verhältnis zwischen kT_e und der Dissoziationsenergie ($\simeq$ 4,5 eV) verweist Wasserstoffmoleküle auf schmale Randgebiete, so daß einfach von der Konzentration her nicht mit einem nennenswerten Beitrag zur Gesamtemission zu rechnen ist. Unsere lineare Entladung wurde übrigens niemals mit Wasserstoff betrieben. An den Stellen, an denen nach Crosswhite (1972) starke H_2-Linien zu erwarten wären (z.B. 491,9121 nm), liegen keine Peaks. Die Satelliten verschieben sich zudem gemeinsam, so daß die Deutung der Strukturen als H_2-Linien in unserem Fall ausgeschlossen werden kann.

5. Vorstellung eines verbesserten diagnostischen Verfahrens

5.1 Die Vorteile der Resonanzfluoreszenzspektroskopie in bezug auf Satellitenmessungen

Wie die Messungen an der linearen Entladung zeigen, geben Emissionsprofile zwar Aufschluß über Frequenzen und Amplituden elektrischer Felder im Plasma, doch hat die Methode auch einige schwerwiegende Nachteile. Die mangelnde Ortsauflösung z.B. kann durch eine Abelinversion kaum verbessert werden, da bei der komplizierten Struktur der Profile die numerischen Verfahren zur Abelinversion mit großen Fehlern behaftet sind, insbesondere bei großen statistischen Meßfehlern. Weiterhin schränken Intensitätsprobleme den Anwendungsbereich dieser Diagnostikmethode ein, der Einfluß störender Effekte muß jedesmal mühsam überprüft werden, und die Frequenzauflösung ist durch die Apparatebreite des Monochromators begrenzt.

Abhilfe kann hier die Anwendung der Resonanzfluoreszenzspektroskopie bringen. Zwei darauf beruhende Meßverfahren werden von Kunze (1981) ausführlich diskutiert. Beide setzen eine enge Stoßkopplung der oberen Niveaus voraus. Im ersten Fall wird mit einem schmalbandigen Laser der erlaubte Übergang optisch gepumpt, wodurch die Emission über das gesamte Linienprofil erhöht wird. Auf diese Weise erreicht man bereits Ortsauflösung und Ausschaltung von Störlinien. Beim zweiten Verfahren erfolgt die Beobachtung auf der Hauptlinie, wobei der auch hier schmalbandige Laser über den Bereich der gesamten Linie durchgestimmt wird. Infolge der Stoßkopplung ist die Intensitätsänderung der erlaubten Linie eine Funktion der Absorptionswahrscheinlichkeit bei der Laserfrequenz. Die Vorteile - größtmögliche Intensität und eine nur noch durch die Frequenzbreite des Lasers be-

grenzte Auflösung - werden erkauft mit einer sehr viel höheren Zahl von Entladungen und mit einer durch Sättigungseffekte erschwerten Auswertung.

Entgegen der ursprünglichen Absicht wurden diese Meßmethoden nicht an der linearen Entladung eingesetzt, da beide nur dann zu einer wesentlichen Intensitätserhöhung führen, wenn der untere Zustand erheblich stärker besetzt ist als der obere. Wie schon in Abschnitt 3.2.1 erwähnt, folgt die Niveaubevölkerung in unserem Plasma nicht den Rechnungen nach einem "collisional-radiative model". Daher treffen die Vorhersagen über die Emissionsüberhöhung von Hess und Burrell (1979) hier nicht zu, da sie ein solches Modell zugrundelegen. Bei Hildebrandt und Kunze (1980), die das zweite Verfahren mit großem Erfolg anwandten, lagen sehr viel günstigere Bedingungen vor: Das metastabile Niveau 2^3S dürfte durch die stationäre, relativ kalte Vorentladung stark besetzt gewesen sein, und der geringe Ionisationsgrad führte zu einer hohen Neutralteilchendichte.

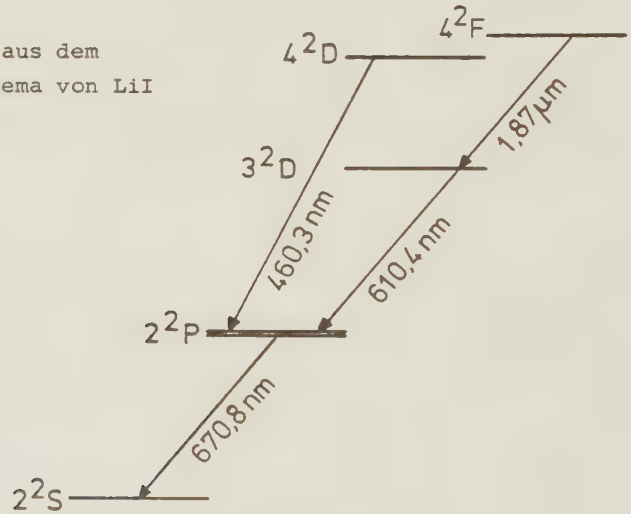
Ein großer Teil der Schwierigkeiten resultiert aus der Wahl des Elements: Bei Helium liegt das erste angeregte Niveau bereits nahe der Ionisationsgrenze, so daß man bei hohen Temperaturen nicht mit einer starken Besetzung von 2^1S und 2^3S rechnen kann. Die unteren Zustände geeigneter Linien sind nicht die metastabilen Niveaus selbst, sondern die schwächer bevölkerten Zustände 2^1P und 2^3P. Ein zweistufiger Pumpprozeß vom Grundzustand aus ($1^1S \rightarrow 2^1P$; $2^1P \rightarrow 4^1D$) ist aber wegen der ungünstigen Wellenlänge der Resonanzlinie (VUV) nicht machbar. Daher ist der Übergang auf ein Element mit Resonanzlinien im sichtbaren Spektralbereich empfehlenswert.

5.2 Modellexperiment an einem laserangeregten Lithiumstrahl

Lithium ist von seinem Termschema (Abb. 5.1) her optimal geeignet für HF-Starkeffekt-Messungen mit der Resonanzfluoreszenzmethode, weil der Übergang vom Grundzustand zum unteren Niveaus der in Frage kommenden Linie (2^2P) leicht optisch zu pumpen ist und weil außerdem der Niveauabstand 4^2D - 4^2F in der gleichen Größenordnung liegt wie bei Helium.

Abb. 5.1

Auszug aus dem Termschema von LiI



Hinzu kommt der Vorteil, daß Lithiumstrahlen bereits für andere diagnostische Zwecke an großen Fusionsmaschinen vorgesehen sind. Durch die Verbindung der bisherigen Meßmethode mit der Teilcheninjektion wird das Verfahren weitgehend unabhängig von den Plasmabedingungen anwendbar sein.

Zur Demonstration dieses verbesserten Verfahrens wurde ein Modellexperiment an einem thermischen Lithiumstrahl durchgeführt (Rebhan, Wiegart und Kunze 1981). Der Lithiumstrahl wird dabei durch Verdampfen reinen Lithiums bei ca. 400°C in einem kleinen, im Vakuum betriebenen Ofen erzeugt. Das hochfrequente Feld wird mit einem X-Band-Magnetron ($\nu = 9{,}55$ GHz) vorgegeben. Da die Feldverteilung im Innern eines Hohlleiters berechnet werden kann, würde die Beobachtungszone in ein Hohlleiterstück gelegt, das für den Ein- und Austritt des Lithiumstrahls und der Laserstrahlen sowie für die Beobachtung des Fluoreszenzlichts mit passenden Schlitzen bzw. Bohrungen versehen ist. Die Feldstärke kann durch die Wahl eines entsprechenden Richtkopplers und durch Verschieben eines Kurzschlußschiebers variiert werden. Es wird kein Plasma gezündet, da sonst keine definierten Verhältnisse im Hohlleiter mehr vorlägen. Daraus ergeben sich einige Unterschiede zur Anwendung des Verfahrens im Plasma:

a) Der Zustand 2^2P ist unbesetzt und muß durch optisches Pumpen bevölkert werden. Da die Frequenz des elektrischen Wechselfeldes kleiner ist als bei den meisten Plasmaanwendungen, würde sich die Dublettaufspaltung von 2^2P ($\simeq$10GHz) störend auswirken. Deswegen wird der zum Pumpen benötigte Farbstofflaser in seiner Frequenzbreite so weit eingeengt, daß eines der beiden Niveaus selektiv gepumpt werden kann.

b) Auch die Nachweismethode weicht von der üblichen ab. Die mit einem weiteren Laser nach 4^2D gepumpten Elektronen können - wie sonst auch - über den Übergang $4^2D \rightarrow 2^2P$ nachgewiesen werden. Die über Satellitenübergänge der verbotenen Linie nach 4^2F gepumpten Elektronen dagegen gelangen fast alle über 3^2D nach 2^2P, so daß die Intensität der 610,4 nm - Linie ein

Maß für die Besetzung des Zustands 4^2F darstellt. Die an sich naheliegende Möglichkeit, die Besetzungsdichte dieses Niveaus direkt über die Intensität des Übergangs $4^2F - 3^2D$ zu messen, scheidet wegen der ungünstigen Wellenlänge (1,87 µm) aus. Die Beobachtung des erlaubten und des verbotenen Übergangs über verschiedene Spektrallinien erschwert die Bestimmung der Feldstärke aus dem Intensitätsverhältnis.

Für die Pumpvorgänge werden zwei - von Herrn Rebhan gebaute - schmalbandige Farbstofflaser verwendet, die synchron mit einem einzigen Stickstofflaser gepumpt werden.

Das emittierte Licht wird mit einem 0.25m-Monochromator und einem Photomultiplier registriert und mit einem Boxcar Averager über viele Schüsse gemittelt, während der blaue Farbstofflaser langsam mit einem Motor durchgestimmt wird.

Abb. 5.2 zeigt ein auf diese Weise gemessenes Spektrum. Die Satelliten, die hier durch die Theorie von Baranger und Mozer (1961) beschreibbar sind, sind sehr gut aufgelöst. Der Niveauabstand $4^2D - 4^2F$ ergibt sich durch Extrapolation aus Messungen mit verschiedenen Feldstärken zu 150±3 GHz. Die Feldstärke beträgt für das abgebildete Spektrum ca. 1,7 kV/cm. Man beachte, daß sich auf der Hauptlinie Sättigungseffekte bemerkbar machen.

Damit ist die Eignung von Lithium für HF-Starkeffektmessungen eindeutig experimentell belegt. Die Anwendung im Plasma ist mit geringfügigen Änderungen möglich. Auch bei Lithium muß übrigens bei der Interpretation normaler Emissionsspektren unter bestimmten Bedingungen mit Komplikationen durch Molekülllinien gerechnet werden; einige dieser Linien sind bei Velasco et al. (1969) tabelliert.

Eine detaillierte Untersuchung anwendungsspezifischer Aspekte des neuen Verfahrens - wie z.B. Auswertung unter

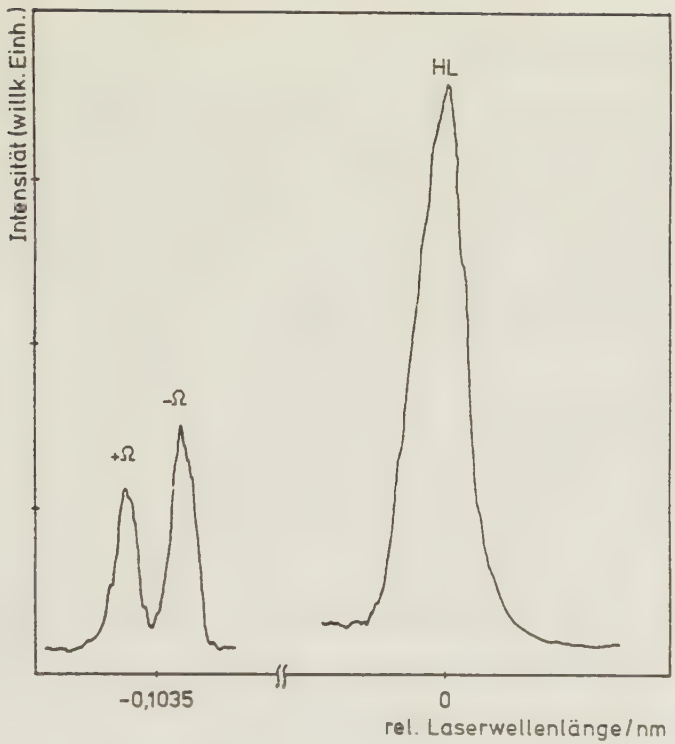


Abb. 5.2

Besetzungsdichten der Niveaus 4^2F und 4^2D
in Abhängigkeit von der Laserwellenlänge;
Links: Intensität der LiI-Linie bei 610,4 nm
als Maß für die Besetzung von 4^2F
Rechts: Intensität der LiI-Linie bei 460,3 nm
als Maß für die Besetzung von 4^2D
(Die erlaubte Linie ist stark gesättigt.)

Berücksichtigung von Sättigungseffekten, Auswirkungen der räumlichen Verteilung der Laserstrahlung, Einfluß hoher Feldstärken, Erörterung der notwendigen Modifikationen beim Einsatz an Fusionsmaschinen usw. - wurde im Rahmen dieser Arbeit nicht durchgeführt und bleibt weiteren Forschungsarbeiten vorbehalten.

6. Zusammenfassung

Ausgangspunkt der vorliegenden Arbeit war die Tatsache, daß Unstimmigkeiten bei der Interpretation von Linienprofilen bei manchen Plasmaphysikern Zweifel am Nutzen des HF-Starkeffekts als Diagnostikmethode hatten entstehen lassen. Einen Beitrag zur Klärung der Schwierigkeiten sollte eine gezielte experimentelle Untersuchung leisten, in deren Mittelpunkt die Anwendung des Diagnostikverfahrens an einem turbulenten Plasma stehen sollte, wobei auch generelle Aspekte der Methode berücksichtigt werden sollten.

Dazu wurde zunächst ein Überblick über die wichtigsten theoretischen Ansätze gegeben; es stellte sich heraus, daß eine allgemein gültige, vollständige Theorie zu diesem Problem noch nicht existiert, daß in vielen Fällen aber eine spezielle Theorie näherungsweise gültig ist, so daß Rückschlüsse von gemessenen Profilstrukturen auf Felder im Plasma möglich sind. Allerdings zeigten numerische Rechnungen auch, daß in bestimmten Parameterbereichen die Interpretation von Linienprofilen nicht zu eindeutigen Ergebnissen führt.

Spektroskopische Messungen an einer linearen Entladung wurden als Beispiel für die Anwendung der Diagnostikmethode vorgestellt. In dem Experiment, das in seinem Aufbau einer Reihe von Turbulenzexperimenten ähnelt, traten Anzeichen für eine Zweistrominstabilität auf (Einbruch im dI/dt-Signal, Emission von Röntgenstrahlung, Leitfähigkeitsänderung). In der darauffolgenden Entladungsphase, die als einzige der spektroskopischen Messung zugänglich war, wurden Satellitenstrukturen auf HeI - Linienprofilen beobachtet, die auf Langmuirwellen hindeuteten. Für die Feldstärke konnte eine obere Grenze von 6-9 kV/cm je nach Plasmabedingungen angegeben werden; die geringe Dichte der turbulenten Bereiche ließ auf eine Lokalisierung der Wellen in Randschichten schlie-

ßen ($n_e \approx 10^{13} cm^{-3}$). Eine Strahl-Plasma-Konfiguration dürfte für die Anregung verantwortlich sein.

Die Ergebnisse bestätigen, daß der HF-Starkeffekt eine verläßliche Methode zur Diagnostizierung turbulenter Plasmen ist. Es wurde herausgestellt, daß für eine einwandfreie physikalische Interpretation aber unbedingt der Gültigkeitsbereich der anzuwendenden Theorie abzuschätzen ist, das Profil in seiner Gesamtheitheit betrachtet werden muß und die Zeit- und Parameterabhängigkeit mit in die Überlegungen einzubeziehen sind.

Im Unterschied zu manchen anderen Messungen wurde hier besonderer Wert auf die Frage gelegt, ob Störlinien von Atomen, Ionen oder Molekülen Meßergebnisse verfälscht haben könnten. In bezug auf die Moleküllinien (He_2) wurden noch zusätzlich experimentelle Untersuchungen angestellt, die eine Abschätzung der zu erwartenden Effekte in einem großen Parameterbereich ermöglichen.

Für Messungen mit hoher Zeitauflösung bei geringen Intensitäten erwiesen sich optische Vielkanalsysteme als ungeeignet, während spezielle Photomultiplier mit Multialkalikathoden brauchbare Ergebnisse lieferten.

Alles in allem ließ die bloße Anwendung von Emissionsspektroskopie das Verfahren nicht als universell einsetzbare Diagnostikmethode erscheinen. Eine wesentliche Verbesserung kann durch Anwendung von Methoden der Resonanzfluoreszenzspektroskopie erzielt werden. Die Vorteile können aber erst beim Übergang auf ein anderes Element voll ausgenutzt werden. Daher wurde ein Modellexperiment an einem thermischen Lithiumstrahl durchgeführt, wobei die hochfrequenten Felder mit einem Magnetron vorgegeben wurden. Die Ergebnisse demonstrieren die Vorzüge des so modifizierten Verfahrens. Der größere technologische Aufwand bei der Kom-

bination von Teilcheninjektion und Resonanzfluoreszenzspektroskopie wird sich dadurch auszahlen, daß eine breite Anwendung von HF-Starkeffektmessungen möglich wird.

7. Anhang

Abb. A.1 Profil der HeI-Linie bei 492,2 nm unter folgenden Bedingungen: $p = 1{,}33$ Pa; Verzögerung zwischen Vor- und Hauptentladung 72 µs; Beobachtung axial

Abb. A.2 siehe A.1, aber: Verzögerungszeit 100 µs; $B = 0{,}05$ T

Abb. A.3 Profil der HeI-Linie bei 492,2 nm unter folgenden Bedingungen: $p = 1{,}2$ Pa; Verzögerungszeit 90 µs; $B = 0{,}05$ T; Beobachtung radial

Abb. A.4 siehe A.3, aber: HeI 447,15 nm

Abb. A.5 Zum Vergleich: Die mit derselben Meßapparatur registrierte HeI-Linie bei 492,2 nm in einer stationären Entladung (He-Spektrallampe) weist keine Satellitenstrukturen auf, und das Profil stimmt gut mit theoretischen Rechnungen von Barnard, Cooper und Smith (1975) überein. (——— gemessenes Profil; ···· berechnetes Profil für $n_e = 3 \cdot 10^{13} cm^{-3}$)

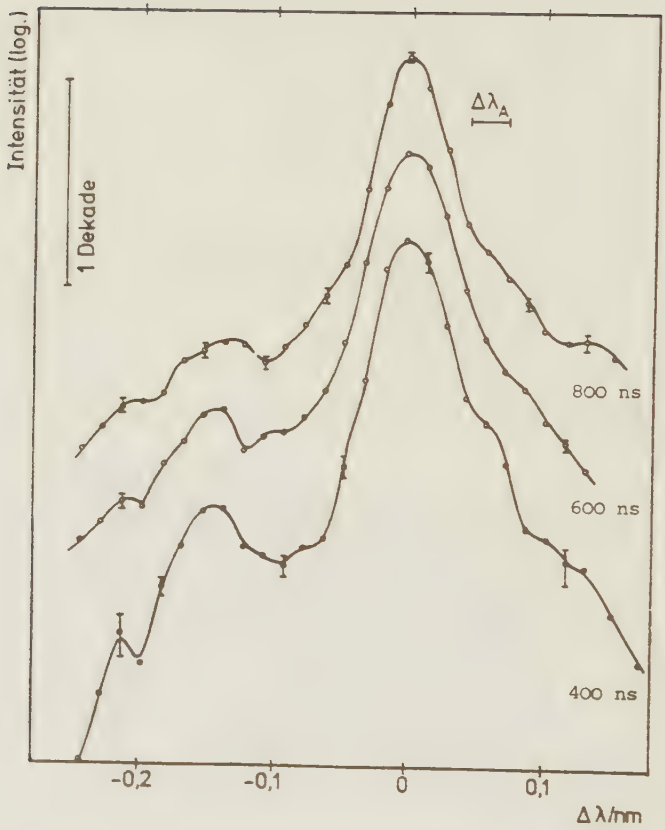

Intensität (log.)
1 Dekade
$\Delta\lambda_A$
800 ns
600 ns
400 ns
-0,2
-0,1
0
0,1
Δλ/nm

Abb. A.1

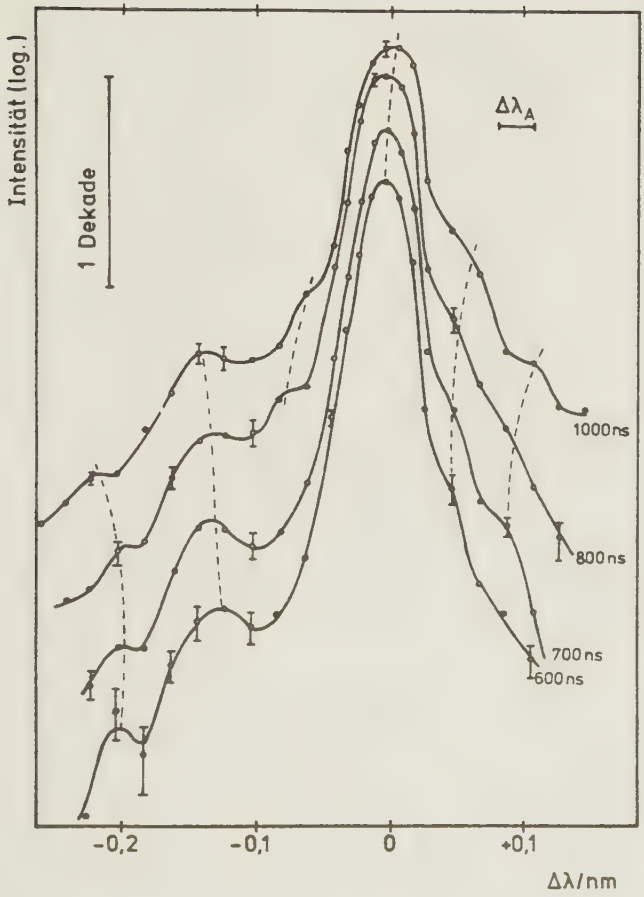

Intensität (log.)
1 Dekade
$\Delta\lambda_A$
1000ns
800ns
700ns
600ns
-0,2
-0,1
0
+0,1
Δλ/nm

Abb. A.2

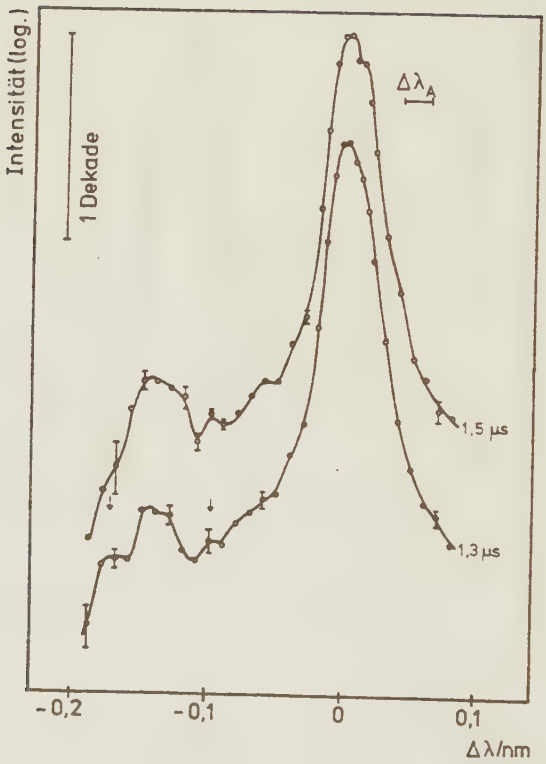

Intensität (log.)
1 Dekade
$\Delta\lambda_A$
1,5 µs
1,3 µs
-0,2
-0,1
0
0,1
Δλ/nm

Abb. A.3

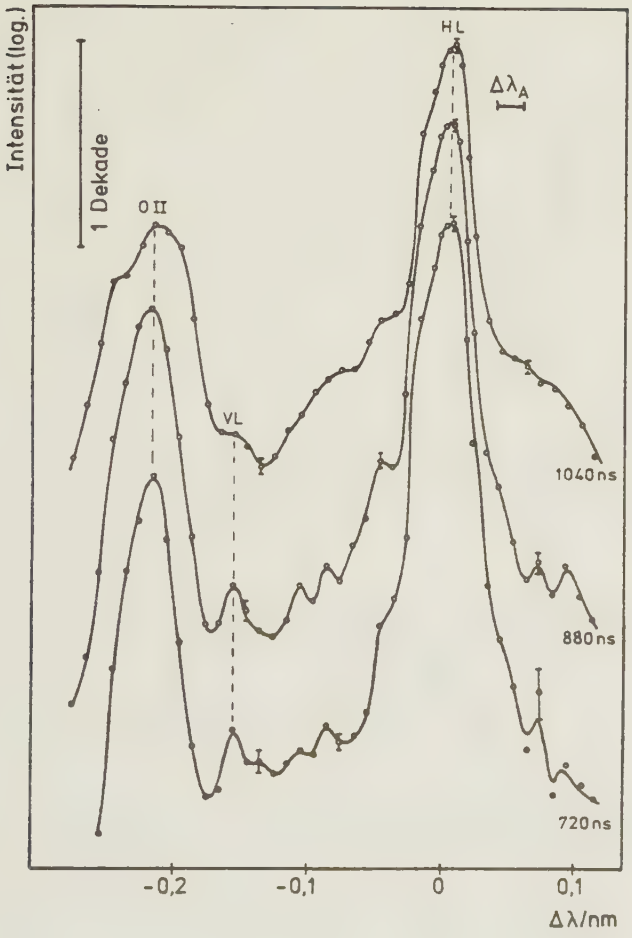

Intensität (log.)
1 Dekade
OII
VL
HL
$\Delta\lambda_A$
1040ns
880ns
720ns
-0,2
-0,1
0
0,1
Δλ/nm

Abb. A.4

Abb. A.5

8. Literaturverzeichnis

Albrecht G.F., Källne E. und Meyer J.,
Rev. Sci. Instrum. 49, 1637-1641 (1978)

Al-Shiraida Y.S., Hirose A. und Skarsgard H.M.,
Can. J. Phys. 57, 845-850 (1979)

Amagishi Y., Iguchi H., Ito Y., Kawabe T., Mase A.
und Tsukishima T., Phys. Lett. 63A, 31-34 (1977)

Autler S.H. und Townes C.H.,
Phys. Rev. 100, 703-722 (1955)

Baranger M. und Mozer B., Phys. Rev. 123, 25-28 (1961)

Bates D.R., J. Phys. B: Atom. Molec. Phys. 12, L35-L38 (1979)

Ben-Yosef N. und Rubin A.G., J. Quant. Spectrosc. Radiat.
Transfer 11, 1-6 (1971)

Beresin I.S. und Shidkow N.P., "Numerische Methoden 2",
VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin 1971

Bertschinger G., Dissertation, Bochum 1980

Blochinzew D., Phys. Z. Sov. Union 4, 501-515 (1933)

Böhm G. und Himmel G., Appl. Phys. 21, 313-318 (1980)

Brenning N., J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer
24, 293-318 (1980)

Buneman O., Phys. Rev. 115, 503-517 (1959)

Cooper W.S. und Hess R.A., Phys. Rev. Lett. 25, 433-436 (1970)

Crosswhite H.M., "The Hydrogen Molecular Wavelength Tables of Gerhard Heinrich Dieke", Wiley Interscience, New York 1972

Davis W.D., Phys. Fluids 15, 2383-2390 (1972)

Deloche R., Monchicourt P., Cheret M. und Lambert F., Phys. Rev. A 13, 1140-1176 (1976)

Drawin H.-W., Z. Naturforsch. 19a, 1451-1460 (1964)

Drawin H.-W. und Ramette J., Z. Naturforsch. 33a, 1285-1293 (1978)

Drawin H.W., "The Last Truth on Plasma Satellites?", in: Wende B. (Hrsg.), "Spectral Line Shapes", Walter de Gruyter & Co., Berlin 1981, S.527-576

Dullni E., Diplomarbeit, Bochum 1978

Fujimoto T., J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer 21, 439-455 (1979)

Gottfried K., "Quantum Mechanics", Band I, W.A. Benjamin, New York 1966, S.426

Griem H.R., "Plasma Spectroscopy", McGraw-Hill, New York 1964

Griem H.R., Astrophys. J. 154, 1111-1122 (1968)

Griem H.R., "Spectral Line Broadening by Plasmas", Academic Press, New York 1974

Hamberger S.M. und Jancarik J., Phys. Fluids 15, 825-836 (1972)

Hess R. und Burrell F., J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer 21, 23-33 (1979)

Hicks W.W., Hess R.A. und Cooper W.S., Phys. Rev. A 5, 490-507 (1972)

Hildebrandt J. und Kunze H.-J., Phys. Rev. Lett. 45, 183-186 (1980)

Hornbeck J.A. und Molnar J.P., Phys. Rev. 84, 621-625 (1951)

Ichimaru S., J. Phys. Soc. Japan 39, 261-262 (1975)

Jensen T.H. und Scott F.R., Phys. Fluids 11, 1809-1819 (1968)

Karchevskii A.I., Averin V.G. und Bezmel'nitsyn V.N., Sov. Phys. - JETP Lett. 10, 17-20 (1969)

Kunze H.-J. und Griem H.R., Phys. Rev. Lett. 21, 1048-1052 (1968)

Kunze H.-J., "Investigation of Plasma-Satellites by Laser-Fluorescence Spectroscopy", in: Wende B. (Hrsg.), "Spectral Line Shapes", Walter de Gruyter & Co., Berlin 1981

Lee R.W., J. Phys. B: Atom. Molec. Phys. 12, 1165-1181 (1979)

Lins G., Dissertation, Bochum 1980

Lotz W., IPP-Bericht 1/47, Garching 1966

Martin W.C., J. Phys. Chem. Ref. Data 2, 257-265 (1973)

Mondelli A. und Ott E., Plasma Physics 16, 413-421 (1974)

Nee T.-J. A. und Griem H.R., Phys. Rev. A 14, 1853-1868 (1976)

Oks E.A. und Sholin G.V., Sov. Phys. - JETP 41, 482-488 (1975)

Oks E.A. und V.A. Rantsev-Kartinov, Sov. Phys.- JETP 52, 50-58 (1980)

Piekaar H.W., Dissertation, Utrecht 1972

Piel A. und Pinnekamp F., Can. J. Phys. 58, 429 (1979)

Piel A., "The Problem of Molecular Lines in the Study of Plasma Satellites", in: Wende B. (Hrsg.), "Spectral Line Shapes", Walter de Gruyter & Co., Berlin 1981, S.577-589

Ramette J. und Drawin H.W., Z. Naturforsch. 31a, 401-407 (1976)

Rebhan U., Wiegart N.J. und Kunze H.-J., Phys. Lett. 85A, 228-230 (1981)

Robertson S., Korn P. und Wharton C.B., IEEE Transactions on Plasma Science, PS-2, 17-25 (1973)

Rutgers W.R. und Kalfsbeek H.W., Z. Naturforsch. 30a, 739-749 (1975)

Sanchez A. und Bengtson R.D., Phys. Rev. Lett. 38, 1276-1279 (1977)

Smirnow W.I., "Lehrgang der höheren Mathematik", Teil III/2, VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin 1970, S. 458

Sobel'man I.I., "Introduction to the Theory of Atomic Spectra", Pergamon Press, London 1972

Srivastava H.C. und Ghosh P.K., J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer 25, 59-75 (1981)

Staerk H., Mitzkus R. und Meyer H., Appl. Opt. 20, 471-476 (1981)

Stringer T.E., Plasma Physics 6, 267-279 (1964)

Tsytovich V.N., "Theory of Turbulent Plasma", Plenum, New York 1977

Velasco R., Ottinger Ch. und Zare R.N., J. Chem. Phys. 51, 5522-5532 (1969)

Wiegart N., Diplomarbeit, Bochum 1977

Wiegart N.J., Lins G.A.W. und Kunze H.-J., J. Phys. B: Atom. Molec. Phys. 12, 3495-3502 (1979)

Zhuzhunashvili A.I. und Oks E.A., Sov. Phys. - JETP 46, 1122-1129 (1977)

Mein Dank gilt zunächst Herrn Prof. Dr. Kunze für die Themenstellung und sein stetes Interesse am Fortgang der Arbeit.

Herrn Prof. Dr. Griem von der University of Maryland bin ich dankbar für wertvolle Anregungen und Diskussionen zum Theorieteil.

Herrn Ulrich Rebhan und Herrn Edgar Dullni möchte ich für ihre Hilfe beim Aufbau und bei der Durchführung von Experimenten danken.

Schließlich bin ich auch den am Institut tätigen Technikern und den Angehörigen der Werkstatt für ihren Beitrag zum Aufbau und zur Instandhaltung der Experimente zu Dank verpflichtet.

Lebenslauf

Am 26.9.1953 wurde ich als Sohn des Bäckermeisters Norbert Wiegart und seiner Frau Martha, geb. Schwartpaul, in Bochum-Linden geboren. Von Ostern 1960 bis Ostern 1964 besuchte ich die Weiltorschule in Hattingen, von der ich 1964 auf das Städtische Mathematisch-Naturwissenschaftliche und Neusprachliche Gymnasium überwechselte, für dessen neusprachlichen Zweig ich mich später entschied. Auf das Angebot meiner Lehrer hin übersprang ich die Obersekunda, wodurch ich bereits im Mai 1971 meine Reifeprüfung ablegen konnte.

Nach einer kurzen Praktikantentätigkeit in mehreren Industriebetrieben nahm ich im Wintersemester 1971/72 das Studium der Physik und Elektrotechnik an der Ruhr-Universität Bochum auf. Ich bestand 1973 in beiden Fächern die Vordiplomprüfungen und beschloß dann, das Studium der Elektrotechnik nur noch im Nebenfach weiterzuführen. Nach dem sechsten Semester ergänzte ich mein Studium durch einen einjährigen Aufenthalt an der Universität Hull in Großbritannien, wo ich eine experimentelle Arbeit aus dem Bereich der Laserphysik mit dem Titel "Optical Frequency Mixing Experiments" anfertigte und das "Diploma in Applied Physics" erwarb. Nach meiner Rückkehr im Herbst 1975 begann ich eine Diplomarbeit auf dem Gebiet der experimentellen Plasmaphysik unter Anleitung von Prof.Dr. Kunze. Das Thema der Arbeit lautete: "Spektroskopische Untersuchungen an einem linearen Turbulenzexperiment". Am 22. Juli 1977 bestand ich die Diplomprüfung in Physik.

Seit August 1977 bin ich am Institut für Experimentalphysik V an der Ruhr-Universität Bochum tätig, zuletzt als Wissenschaftlicher Assistent (mdVb).